45

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME V. JUILLET 1950. N° 21.

TOME V JUILLET 1950 N° 21

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET CIE (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).

SEMI-CONDUCTEURS A GRAND COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE NÉGATIF : THERMISTANCES

PAR NGUYEN THIEN-CHI ET JACQUES SUCHET,

Laboratoire de Chimie générale et Métallurgie
du Département de Recherches physico-chimiques et d'Optique électronique. C. S. F.

SOMMAIRE. — *On désigne sous le nom de « thermistances » (en anglais : thermistors) des semi-conducteurs complexes à grand coefficient de température négatif. Leur utilisation dans de nombreux domaines s'est rapidement développée depuis que des recherches systématiques, entreprises à l'étranger et en France, ont permis de réaliser des échantillons reproductibles et stables dans le temps.*
Le présent article se propose d'exposer brièvement les contributions des Laboratoires C. S. F. dans l'étude des semi-conducteurs et de présenter quelques types de thermistances douées de caractéristiques intéressantes : les essais satisfaisants auxquels ils ont été soumis permettant d'espérer leur rapide diffusion parmi les utilisateurs.
Pour compléter l'exposé, on rappelle quelques généralités sur les semi-conducteurs ainsi que les propriétés et les applications les plus importantes des thermistances. (C.D.U.621.315.59.)

SUMMARY. — *Complex semi-conductors with great negative temperature coefficient are called thermistors.*
Their utilization in numerous fields has greatly expanded since systematical researches, made in France and in foreign countries, have allowed realization of samples reproducible and stable in time.
The present paper is to briefly present the contribution of the C. S. F. laboratories towards the study of semi-conductors and to show a few types of thermistors having interesting characteristics : satisfying tests to which they have been submitted allow hoping of their fast distribution among the users.
To perfect this paper, a few generalities on semi-conductors are recalled as well as the most important properties and applications of thermistors. (U.D.C.621.315.59.)

PREMIÈRE PARTIE.

PROPRIÉTÉS ET APPLICATIONS DES THERMISTANCES.

Introduction.

On connaît depuis fort longtemps des corps dont la résistance électrique varie notablement avec la température. Dès 1834, Faraday trouve, pour le sulfure d'argent, un coefficient de température négatif élevé.

D'autres substances montrent des propriétés analogues : silicium, bore, germanium, tellure, ainsi que de nombreuses combinaisons. Tous ces corps, rangés maintenant dans la catégorie des semi-conducteurs, se distinguent par un trait commun : leur résistance, sans être aussi grande que celle des isolants, dépasse cependant de beaucoup celle des métaux.

De nombreuses recherches théoriques leur furent consacrées qui aboutirent à des applications pratiques d'importance capitale : redresseurs secs et détecteurs à cristaux, cellules photoélectriques, photoconductrices et photovoltaïques, résistances non linéaires variant avec la tension appliquée, résistances à grand coefficient de température négatif ou thermistances, diélectriques à constante diélectrique très élevée, etc.

La conductibilité des semi-conducteurs est due, soit à un transport d'ions (conductibilité électrolytique), soit à un mouvement d'électrons (conductibilité électronique). La conductibilité électrolytique s'accompagne de modifications chimiques et de pola-

risation qui sont gênantes dans les applications. A l'heure actuelle, seuls les semi-conducteurs électroniques ont retenu l'attention des techniciens.

Semi-conducteurs électroniques.

Un corps solide ou liquide se comporte comme un système électronique unique avec ses niveaux d'énergie propres résultant de la transformation des niveaux individuels des molécules sous l'action de champs électriques réciproques. Cette modification est particulièrement rigoureuse pour un cristal dans lequel les molécules sont dans les mêmes conditions d'action réciproque : N niveaux identiques deviennent N niveaux très voisins, et chaque niveau de la molécule est remplacé par une zone de N niveaux du système. Les électrons des orbites extérieures, dits électrons de valence, ne peuvent plus être

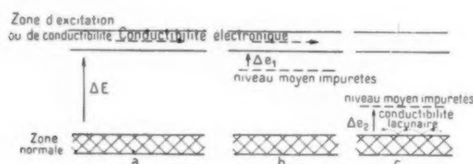


Fig. 1.

considérés comme localisés, aucun d'eux n'étant lié à un atome donné : c'est un ensemble faisant partie des niveaux du corps entier. Ceux qui sont sur les niveaux énergétiques les plus élevés participeront à la conductibilité. Il suffit pour cela que, leur énergie se trouvant accrue par un apport quelconque, ils passent de la *zone normale* à la *zone d'excitation ou de conductibilité* où ils deviennent des électrons libres pouvant être entraînés par un champ électrique.

Trois cas sont possibles :

a. La zone normale est superposée à la zone de conductibilité, tous les électrons de valence participeront à la conductibilité sans nécessiter d'apport d'énergie extérieur : c'est le cas des métaux.

b. La différence énergétique entre les deux zones est si grande que l'apport d'énergie nécessaire au transfert d'un électron de l'une à l'autre entraînerait la destruction du corps : c'est le cas des isolants.

c. Le cas des semi-conducteurs électroniques purs ou *intrinsèques* est celui où les deux zones sont assez voisines pour qu'un apport ΔE d'origine thermique, électrique ou électromagnétique suffise à provoquer la conductibilité (*fig.* 1 *a*).

Cette dernière conductibilité est toujours assez faible, sauf quand les deux zones sont très voisines (cas du germanium). Il y a lieu de considérer deux autres types de conductibilité dès que des atomes étrangers, impuretés ou excès de l'un des constituants, sont présents en petites quantités dans le semi-conducteur. Ils apportent, en effet, leurs propres niveaux quantiques qui se placent souvent entre la zone normale et la zone de conductibilité. Si l'atome étranger a 1 ou 2 électrons périphériques, il se comportera comme *donneur* par rapport à la zone de conductibilité pour un apport énergétique Δe_1 (*fig.* 1 *b*) : on a un *semi-conducteur par excès* ou du type N (négaton). Si l'orbite extérieure de l'atome étranger comprend 6 ou 7 électrons, il fonctionnera comme *récepteur* vis-à-vis de la zone normale pour un apport d'énergie Δe_2 (*fig.* 1 *c*). Une *lacune* apparaîtra dans la distribution électronique de l'orbite extérieure qui pourra être comblée par un électron d'un atome voisin, dont le départ créera une nouvelle lacune, celle-ci se propageant de proche en proche. Tout se passe comme si cette lacune était un électron positif d'énergie de liaison négligeable : on a affaire à un *semi-conducteur par défaut* ou du type P (positon).

Dans un oxyde saturé, un défaut d'oxygène fera apparaître des atomes métalliques (1 à 3 électrons de valence) et provoquera une conductibilité du type N; un excès d'oxygène (6 électrons de valence) dans un oxyde non saturé fera naître une conductibilité du type P. Le germanium, matière première si importante des transistors, a des atomes à 4 électrons de valence : on est donc au *point indifférent*, et l'incorporation d'arsenic (5 électrons de valence) ou de bore (3 électrons de valence) y provoquera respectivement une conductibilité N ($4 + 5 = 8 + 1$) ou du type P ($4 + 3 = 8 - 1$).

De même, les oxydes saturés frittés en atmosphère neutre ou légèrement réductrice (ZnO, TiO_2, Ta_2O_5, V_2O_5, WO_3, etc.) seront du type N et les oxydes saturés frittés en atmosphère oxydante (NiO, Cu_2O, etc.) seront du type P. On peut prévoir que le mélange de deux oxydes du même type aura une conductibilité supérieure à celle de chaque constituant, alors qu'un oxyde N mélangé à un oxyde P donnera une conductibilité inférieure en raison d'une neutralisation partielle des deux espèces d'atomes étrangers.

Variation de la conductibilité avec la température.

Dans le cas des thermistances, l'apport d'énergie nécessaire au transfert des électrons dans la zone de conductibilité est fourni par l'agitation thermique.

La conductibilité a pour expression

$$\sigma = e^{-\frac{\Delta E}{KT}}, \tag{1}$$

(ΔE=énergie de liaison des électrons; $K = 13{,}7.10^{-17}$, constante de Boltzmann; T = température absolue). Cette relation est valable à l'intérieur d'un cristal du semi-conducteur utilisé. Mais une thermistance étant un agglomérat de grains polycristallins, ses propriétés ne sont pas exactement celles du semi-conducteur considéré. Le travail de passage des électrons qui participent à la conductibilité étant de plusieurs électrovolts, donc bien supérieur au travail d'agitation thermique aux températures usuelles, il est indispensable d'obtenir une certaine interpénération des couches limites des différents grains par un moulage sous pression suffisante et un frittage à température assez élevée.

Moyennant ces conditions, la conductibilité de la

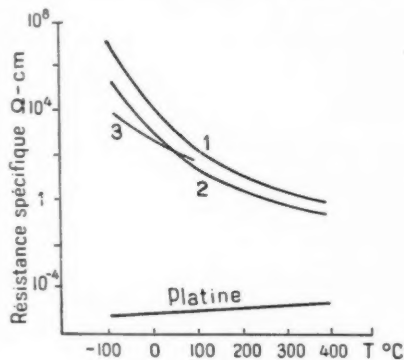


Fig. 2.

thermistance obéira à la relation (1), d'où l'on tire l'expression de la résistivité (*fig.* 2)

$$\rho = \rho_0 \, e^{\frac{\Delta E}{K}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}$$

ou, en posant $B = \dfrac{\Delta E}{K}$

$$\rho = \rho_0 \, e^{B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}.$$

On en déduit immédiatement le coefficient de température

$$\alpha = \frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dT} = \frac{-B}{T^2},$$

d'où, pour 25° C

$$\alpha_{25} = -\frac{B}{(298)^2}. \tag{2}$$

La courbe de log R en fonction de $\dfrac{1000}{T}$ est une droite (*fig.* 3). On contrôle la fabrication d'une thermistance en traçant cette droite au moyen de quelques mesures et en mesurant α_{25} avec un rapporteur spécialement étalonné. Les valeurs de α sont de l'ordre de $-0{,}04$, soit environ dix fois plus grandes que celles de métaux usuels.

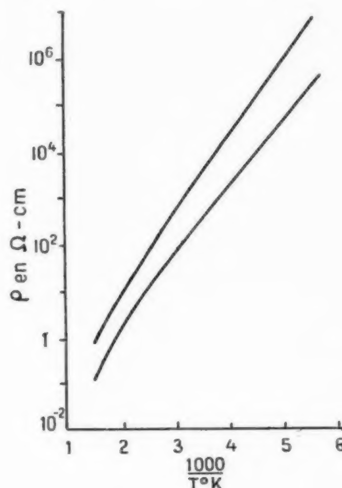


Fig. 3.

Relation tension-intensité.

La relation conductibilité-température entraîne comme conséquence, en régime stationnaire, une intéressante expression entre la tension aux bornes de la thermistance et l'intensité du courant qui la traverse. On a

$$R = \frac{V}{I} = R_0 \, e^{B\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)},$$

$$VI = W = C(T - T_0);$$

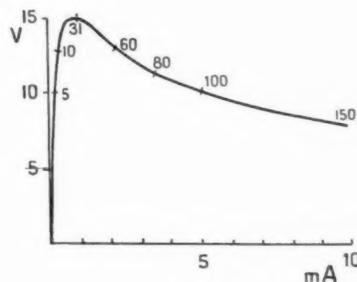


Fig. 4.

T_0, température ambiante en degrés absolus;
T, température de régime de la thermistance;
R_0, R, résistance à T_0 et T;
W, puissance dissipée;
C, coefficient de dissipation thermique.

La fonction $V(I)$ tirée des relations précédentes est représentée graphiquement sur la figure 4.

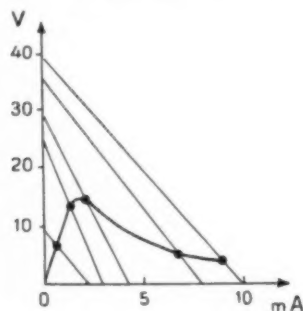


Fig. 5.

Tant que le courant est très faible, l'échauffement de l'élément est négligeable et la tension est proportionnelle au courant. A mesure que le courant croît, la température de l'échantillon dépasse l'ambiante et la résistance baisse : la tension est donc plus petite qu'elle ne le serait si la résistance restait

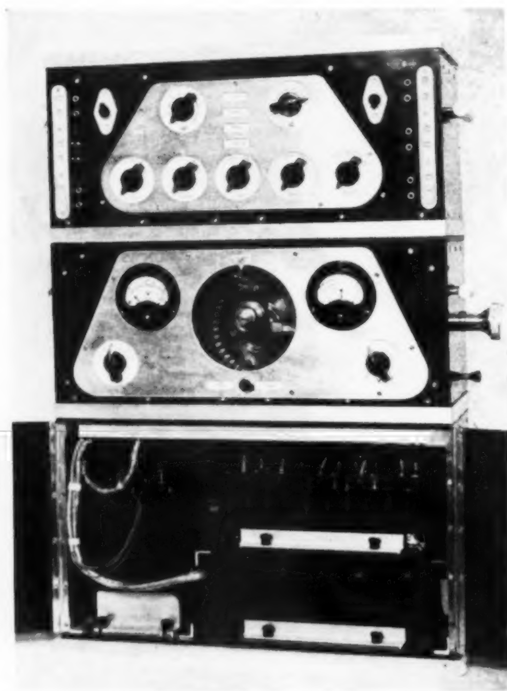


Fig. 6.

constante. Puis la tension passe par un maximum au delà duquel la résistance différentielle devient négative.

La caractéristique $V(I)$ permet de déterminer graphiquement ce qui se passe quand une thermistance est insérée dans un circuit se comportant comme une source de f. é. m. V_0 et de résistance interne r : les états d'équilibre stable correspondant aux points d'intersection de cette courbe avec la droite $V = V_0 - rI$, V étant la tension aux bornes de l'élément à un moment donné. Si pour un petit accroissement de I, la courbe est au-dessus de la droite, il s'agit d'un équilibre stable. Dans la pratique, on tracera la caractéristique $V(I)$ (*fig.* 5) en réalisant un certain nombre de points d'équilibre stable au moyen d'une source de force électromotrice et de résistance interne variables débitant sur la thermistance suspendue dans l'air calme. Pour la

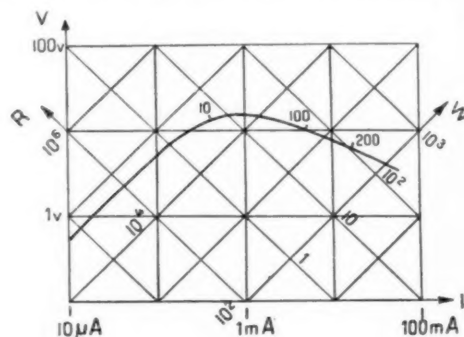


Fig. 7.

commodité de ces mesures et des déterminations de temps relatives aux utilisations comme relais temporisés, on a été amené à construire un générateur (*fig.* 6) comprenant des batteries et un dispositif de redressement par valve monoplaque et biplaque et pouvant débiter de 100 mA sous 1 000 V à quelques ampères sous quelques volts. Tension et résistance interne peuvent y être mesurés avec précision.

La représentation de $V(I)$ en double échelle logarithmique (*fig.* 7) permet de réunir, sur un même graphique, les grandeurs suivantes : $\log V$, $\log I$; puissance dissipée :

$$\log W = \log V + \log I \quad \text{(première diagonale)};$$

résistance :

$$\log R = \log V - \log I \quad \text{(deuxième diagonale)}.$$

Elle montre aussi que, dans la partie à résistance différentielle négative, la fonction $\log V(\log I)$ est sensiblement linéaire, d'où

$$\log V = \log k - n \log I,$$

d'où

$$V = k I^{-n}.$$

Cette dernière relation est utile pour l'emploi des thermistances comme régulateurs de tension.

Dissipation thermique et constante de temps.

Les caractéristiques $V(I)$ sont décalées les unes par rapport aux autres (*fig.* 8) suivant les conditions dans lesquelles se trouve la thermistance : elle peut être placée dans l'air, l'hydrogène, un gaz

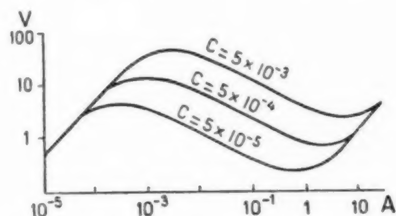


Fig. 8.

sous faible pression, ou liée à une masse métallique. Chaque cas est caractérisé par un coefficient de dissipation C, qui est d'autant plus constant que le milieu évacue mieux la chaleur. Sa valeur varie suivant les types, de quelques dixièmes de milliwatt à quelques dixièmes de watt par degré centigrade, soit de 1 à 40 W : °C pour 1 cm² de surface.

La facilité avec laquelle le courant de commande échauffe l'élément s'exprime par la sensibilité en puissance, ou puissance à dissiper pour diminuer sa température d'un degré. Cette quantité est égale à $\frac{c}{100\,x}$, soit environ 1 à 10 mW : °C dans l'air calme. Son augmentation notable dans un courant gazeux est la base de l'emploi des thermistances aux mesures des vitesses relatives des courants gazeux (anémomètres, débitsmètres, indicateurs de vitesse apparente sur avions, etc.). On détermine C au moyen de la courbe $W(T)$, puissance dissipée-température. La fonction $V(I)$ donne W et la fonction $R(T)$ donne T. La pente de $W(T)$, sensiblement constante, fournira C.

Il est important de savoir comment le temps intervient dans le fonctionnement d'une thermistance. Dans le cas simple du refroidissement à partir d'une température T_0 dans un milieu à la température T_a, on a, pour un intervalle de temps dt :

$$H\,dT + C(T - T_a)\,dt = 0;$$

H étant la capacité calorifique.

D'où l'on tire

$$T - T_a = (T_0 - T_a)\,e^{-\frac{t}{\tau}},$$

$\tau = \frac{H}{C}$ est la constante de temps de la thermistance : elle peut varier de 1 ms à 10 mn suivant les types. Si H et C étaient constants, la courbe de refroidissement serait une droite. Mais il n'en est pratiquement ainsi qu'aux basses températures.

Le calcul de la courbe d'échauffement n'est pas aussi simple : le courant ne s'établit pas instantanément et il varie pendant l'échauffement. On a, à chaque instant,

$$H\,dT + C(T - T_a)\,dt = RI^2(t)\,dt.$$

La vitesse d'échauffement s'écrit

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{H}\left[\int_t^{t+dt} RI^2\,dt - C(T - T_a)\right],$$

au lieu de

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{C}{H}(T - T_a)$$

comme dans le cas précédent.

La figure 9 montre l'allure des courbes d'établissement du courant pour un circuit simple et différentes valeurs de la f. é. m. de la source.

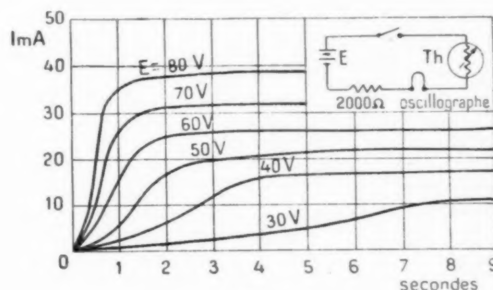


Fig. 9.

Applications des thermistances.

La fabrication des thermistances n'est entrée que tout récemment dans la phase industrielle. La possibilité de reproduire des échantillons constants et stables a grandement contribué à les faire adopter dans de nombreuses applications pratiques. Bien plus, on leur trouve sans cesse des usages nouveaux. Cette situation privilégiée tient à ce que les thermistances sont quasi irremplaçables dans certains cas grâce à leurs propriétés exceptionnelles. L'extrême souplesse des techniques de la Métallocéramique qui interviennent dans leur fabrication est aussi un facteur du succès, car elles permettent de réaliser des types très variés pouvant être adaptés à des emplois précis.

Les thermistances se présentent sous des formes variées : pastilles, disques, couronnes, bâtonnets avec faces ou extrémités argentées pour la soudure des contacts. Un modèle à très faible inertie thermique comprend une sphérule de pâte déposée sur deux fils fins parallèles, puis enrobée dans du verre ou placée dans une ampoule vidée. La présentation matérielle des échantillons sera exposée plus en détail au sujet des thermistances C. S. F. Ces différents modèles trouvent leur emploi dans de multiples applications qu'on va passer en revue, en insistant seulement sur les plus importantes d'entre elles.

Thermométrie, régulation et compensation, contrôle de l'état des fluides. — Le remplacement de résistances ordinaires à faible coefficient de température (cuivre : + 0,39 % à 25° C) par des thermistances à grand coefficient négatif (— 3 à — 4 %) constitue évidemment un avantage appréciable, d'autant plus que la stabilité peut être particulièrement soignée dans un intervalle réduit et atteindre presque celle des thermomètres au platine. La mesure se fait à l'aide d'un pont de Wheatstone classique, le courant de mesure étant suffisamment faible pour ne pas échauffer l'élément. On peut facilement apprécier 1/100° de degré centigrade au voisinage de l'ambiante.

La figure 10 donne le schéma d'un régulateur de température : la première triode est conductrice, la seconde bloquée; le réglage de la polarisation est tel que le changement de conduction est obtenu pour la plus faible variation de résistance de la

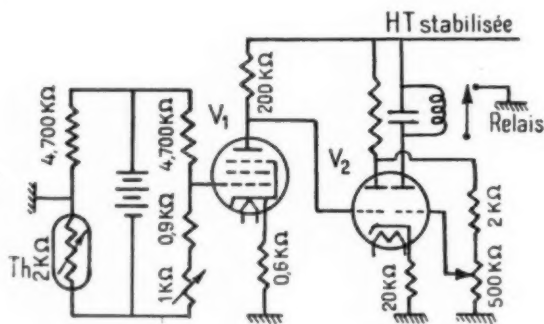


Fig. 10.

thermistance. La figure 11 illustre la compensation des variations de résistance d'une ligne de cuivre de 1 000 Ω à 25° C et de coefficient + 0,4 % par une thermistance de 566 Ω à 25° C shuntée par 445 Ω. La variation de résistance de la ligne passe de ± 20 à ± 2 % entre — 25 et + 75° C.

Un changement de la constante de dissipation de la thermistance — liée à la conductibilité thermique du milieu dans lequel elle est immergée — entraîne une modification de sa caractéristique statique.

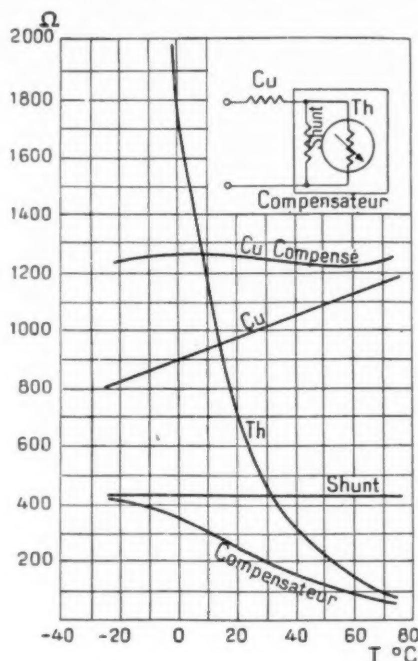


Fig. 11.

L'état d'un fluide peut ainsi être aisément contrôlé. Un manomètre à thermistance peut mesurer des pressions depuis 10^{-5} jusqu'à 10 mm de mercure. Des analyseurs de gaz, jauges de niveau, débitmètres, anémomètres, etc. ont été réalisés sur ce principe.

Relais sans contact, régulateurs de tension. — Le temps nécessaire à l'échauffement de la thermistance permet la réalisation de relais fonctionnant par retard à l'attraction (*fig.* 12 avec chauffage direct, *fig.* 13 avec chauffage indirect). Le temps de refroidissement conduit à des relais fonctionnant par retard au relâchement (*fig.* 14 avec chauffage direct, *fig.* 15 avec chauffage indirect). On peut obtenir un fonctionnement rapide (relais ordinaires) ou ralenti (cas plus intéressant des relais temporisés).

Les remarques faites dans la première Partie au sujet de la dissipation thermique et de la constante de temps montrent que pour avoir un refroidissement lent, il faudra prendre *C* faible et *H* élevé et l'inverse pour un fonctionnement rapide. Pour avoir un échauffement lent, le problème est plus complexe : il faut

évidemment prendre H élevé, ainsi qu'une tension initiale aux bornes de l'élément faible, quoique supérieure au maximum de $V(I)$; quant à C, on pourrait être tenté de le prendre élevé, mais C détermine l'allure de $V(I)$ (*fig.* 8), de sorte qu'il faut, au contraire, diminuer ce coefficient pour abaisser le maximum de $V(I)$ et pouvoir prendre une tension initiale faible. Pour un fonctionnement rapide, on prendra H faible, une tension initiale élevée et C faible.

La régulation des tensions par les thermistances résulte directement de l'existence d'une région à pente négative sur la caractéristique tension-intensité. La figure 16 montre un schéma usuel : E_1, E_2 tensions entrée et sortie, R_1 résistance chutrice, *th* thermistance de caractéristique 1, R résistance de caractéristique 2 ayant une pente égale et opposée à la pente moyenne de 1, R_c résistance de charge. La courbe 3 représente la caractéristique de l'ensemble *R-th* en série.

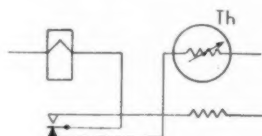


Fig. 12.

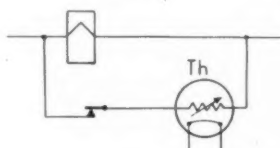


Fig. 13.

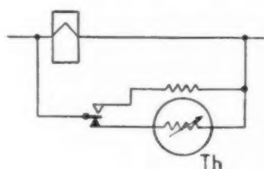


Fig. 14.

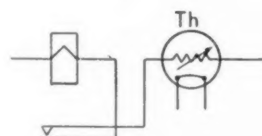


Fig. 15.

La relation $V = KI^{-n}$ relative à la zone à pente négative de la caractéristique permet le calcul d'un tel régulateur.

Dans la zone de régulation, en effet,

$$E_2 = RI + V(I) = RI + KI^{-n}$$

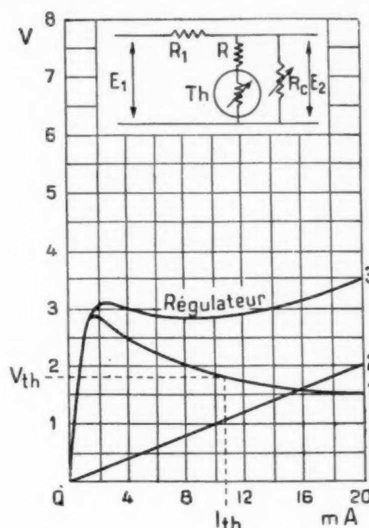


Fig. 16.

et

$$\frac{dE_2}{dI} = R - nKI^{-(n+1)} = 0.$$

d'où l'on tire

$$R = n\frac{KI^{-n}}{I} = nR_{th}$$

si R_{th} est la résistance de la thermistance pour une valeur moyenne I_{th} du courant. Si V_{th} est la tension correspondante sur la courbe 1, on aura

$$E_2 = (R_{th} + nR_{th})I_{th} = (n+1)V_{th} \quad \text{et} \quad V_{th} = \frac{E_2}{n+1}.$$

V_{th} étant ainsi connu en fonction de E_2, il est aisé d'en déduire R_{th} d'après la courbe 1, puis $R = nR_{th}$. R_1 enfin se déterminera soit en fonction de la tension d'entrée E_1, soit en fonction de la qualité de la régulation désirée.

Des schémas voisins permettent de réaliser des compresseurs ou expanseurs de contraste et des *indicateurs* en pont donnant une tension proportionnelle à la *variation* de la tension d'entrée.

Stabilisateurs de gain, wattmètres, oscillateurs. — Ces applications intéressent plus particulièrement la technique radioélectrique. La première remédie aux variations causées dans les amplificateurs par les variations de température et le vieillissement des lampes. La figure 17 montre

un schéma très simplifié où le chauffage indirect est commandé par un courant proportionnel au débit de l'amplificateur et où l'élément résistant provoque des variations du signal d'entrée. De tels dispositifs sont utilisés dans les répéteurs sur les

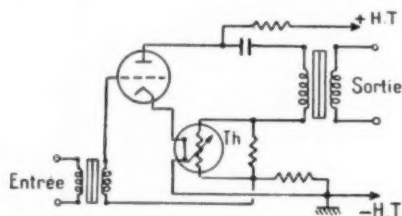


Fig. 17.

lignes téléphoniques à grande distance. Dans le cas de la téléphonie à large bande, on est conduit à employer des dispositifs à deux thermistances, l'une ayant un effet proportionnel à la fréquence et l'autre un effet maximum pour une certaine fréquence.

La mesure des puissances en très haute fréquence (ondes décimétriques et centimétriques) se fait à l'aide d'une thermistance en sphérule servant de charge terminale à un câble coaxial ou à un guide d'onde quelconque. La sensibilité de tels wattmètres, dont les dimensions sont de l'ordre du 1/10e de millimètre, est de 0,25 Ω : μW et de 20 Ω : °C de température ambiante. On peut atteindre la précision du microwatt en stabilisant l'ambiante à 1/100e de degré centigrade près.

Les thermistances du même type peuvent être

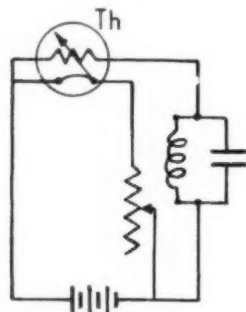


Fig. 18.

employées comme oscillatrices suivant le schéma de principe donné par la figure 18. Un multivibrateur permet de passer des très basses aux basses et moyennes fréquences. La réalisation d'éléments microscopiques à très faibles constantes de temps permettrait le fonctionnement direct aux fréquences usuelles.

La résistance différentielle négative d'une thermistance fonctionnant à chaud décroît, en effet, lorsque la fréquence du faible courant alternatif appliqué augmente et que l'inertie thermique de l'élément commence à intervenir. Elle s'annule pour une certaine fréquence critique f_c : le courant étant en retard de $\frac{\pi}{2}$ sur la tension, l'élément est alors équivalent à une self de l'ordre du henry. La fréquence critique étant liée à la constante de temps par la relation approximative $f_c = \frac{1}{2\tau}$, une constante de temps de 5.10^{-5} s donnerait une fréquence critique de 10 kc et la thermistance aurait une résistance différentielle négative sensiblement constante jusqu'à 5 kc.

DEUXIÈME PARTIE.

Thermistances C. S. F.

Introduction.

Le Centre de Recherches techniques C. S. F. a établi un programme d'études de semi-conducteurs comprenant des travaux d'ordre physico-chimique, des essais systématiques de moulage et de frittage et des mesures relatives aux échantillons obtenus. Le but pratique à atteindre était la réalisation industrielle de thermistances susceptibles de répondre, par leur stabilité et leur reproductibilité, aux demandes croissantes des utilisateurs.

Du point de vue scientifique, ces travaux nous ont permis de recueillir des informations intéressantes sur le vaste problème des réactions d'oxydes à l'état solide.

Le bilan pratique comprend, à l'heure actuelle, une dizaine de modèles satisfaisant aux principales qualités à exiger d'une bonne thermistance :

a. coefficient élevé de température (— 5 % au moins), diminuant très peu jusqu'à la température d'utilisation (200 à 300° C suivant les types);

b. grande stabilité au cours du temps grâce à un vieillissement poussé;

c. reproductibilité satisfaisante;

d. gamme de résistances étendue (100 Ω à 5 MΩ);

e. formes et dimensions variées permettant de larges possibilités d'utilisation;

f. grande solidité mécanique des échantillons et des contacts.

Types de thermistances C. S. F.

Les modèles existants appartiennent à quatre types :

Type A. — Pastilles d'environ 10 mm de diamètre et 1 à 3 mm d'épaisseur, argentées sur les deux faces.

Type B. — Barrettes parallélépipédiques de 25 × 5 × (1 à 2) mm, argentées aux deux extrémités;

Type C (dit *crotte de mouche*). — Sphérule déposée sur deux fils de platine parallèles. Ce modèle se présente sous deux formes différentes :

a. Élément n° 7 : la perle (1 mm de diamètre environ), enrobée sous une très mince couche de verre, est portée par une fine tige de verre entourant les deux amenées de courant. La faible inertie de cette sonde thermométrique lui permet de donner des indications presque instantanées.

b Élément n° 8 : la sphérule très ténue (quelques dixièmes de millimètre) est enfermée dans une petite ampoule vidée. Son inertie thermique extrêmement faible permet d'atteindre la zone à pente négative de la caractéristique tension-intensité pour un courant de commande de 50 μA seulement et l'utilisation de cette zone est possible jusqu'à des intensités de quelques milliampères.

Type D. — Disque plat d'environ 20 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur, argenté sur les deux faces.

Caractéristiques.

Les principales caractéristiques des thermistances C. S. F. sont résumées dans le Tableau I. Les modèles existants sont représentés sur la figure 24.

Les échantillons sont livrés, suivant leur destination, avec une ou plusieurs courbes qui permettront à l'utilisateur de calculer rapidement les données nécessaires à chaque application :

Courbe A : température en degrés centigrades en fonction de la résistance, pour l'utilisation directe aux fins de thermométrie.

Courbe B (*fig.* 25) : droite log R en fonction de $\frac{10^3}{T}$ T étant la température absolue.

Courbe C (*fig.* 4) : courbe tension-intensité en échelle normale, pour la détermination graphique des points d'équilibre stable en fonction des caractéristiques du circuit. Ce graphique est tracé pour la thermistance suspendue dans l'air calme à la température ambiante.

Courbe D (*fig.* 26) : tension-intensité, mais en échelle logarithmique, pour la détermination commode de la résistance et de la puissance consommée. Cette courbe permet également d'avoir le coefficient n nécessaire au calcul des régulateurs de tension.

Courbe E : puissance dissipée en fonction de la température, permettant de déterminer C dans les mesures sur les fluides.

On a tracé les courbes B et D pour six prototypes C. S. F. sur les figures 25 et 26.

Aspects techniques de l'étude des thermistances.

L'obtention de thermistances ayant des propriétés déterminées soulève de nombreux problèmes d'ordre technique qu'on va passer en revue.

Nature chimique des échantillons. — On a vite écarté le procédé qui consiste à partir d'un mélange de grains conducteurs et non conducteurs. La résistivité est, en effet, uniquement fonction de la résistance au passage d'un grain à un autre : très sensible au rapport des constituants, elle est, en outre, très difficile à reproduire. Un défaut d'homogénéité risquerait enfin de concentrer le courant en certains points, provoquant d'importantes perturbations en cours d'utilisation.

Les dérogations aux lois de la stoechiométrie présentées par certains oxydes métalliques four-

Tableau I.

Nos des éléments.	Type.	Dimensions.	R_{25}.	α_{25}.	Température limite.	I_{max}
2	D	1 mm/20 mm	100 Ω	—5 %	200 °C	2 A
3	A	2 mm/10 mm	1 000 Ω	—5 %	200 °C	500 mA
4	A	3 mm/10 mm	31 500 Ω	—5,5 %	200 °C	200 mA
5	A	2 mm/10 mm	10 000 Ω	—5,5 %	200 °C	350 mA
6	B	1,5 × 5 × 25 mm	100 000 Ω	—5 %	200 °C	75 mA
6 *bis*	B	1,5 × 5 × 25 mm	1 MΩ	—5,5 %	200 °C	-
7	C	65 mm (verrerie)	100 000 Ω	—5 %	300 °C	-
8	C	40 mm/7 mm (verrerie)	5 MΩ	—5,5 %	-	3 mA

nissent, au contraire, une base de départ intéressante, qui a été adoptée pour la fabrication des principaux types du commerce : régulateurs *Urdox* à base de UO_2, TiO_2, MgO; résistances *Kanega* à base de Cu_2O et Ag_2O ($\alpha_{25} = -0,04$ à $-0,045$); résistances g. c. t. Philips contenant Fe_3O_4 et $ZnCr_2O_4$ ($\alpha_{25} = -0,045$ à $-0,05$); thermistors américains constitués par des oxydes de manganèse, nickel, cobalt ($\alpha_{25} = -0,04$ à $-0,045$).

En partant d'un mélange convenablement dosé d'oxydes purs, il importe de réaliser, par moulage et frittage, une solution solide bien cristallisée et renfermant une teneur en oxygène stabilisée. On a



Fig. 19.



Fig. 20.



Fig. 21.

été ainsi amené à ajouter aux oxydes de base (manganèse, cobalt, etc.) de très petites quantités d'autres oxydes, saturés ou non, auxquels incombe le rôle important de stabilisateurs. Ces précautions ont permis d'obtenir un coefficient de température plus important ($\alpha_{25} = -0,05$ à $-0,055$) et d'élever sensiblement la température d'emploi.

Contrôle. — Chaque fournée est contrôlée après frittage de la manière suivante :

a. On détermine la diminution de poids des pastilles pour s'assurer que la composition désirée a été atteinte.

b. On vérifie la densité, qui varie de 4,8 à 5,1 suivant la composition : la matière est compacte, avec très peu d'inclusions gazeuses.

c. On mesure la dureté, qui est d'environ 55 à 60 Rockwell C, donc équivalente à celle d'un bon acier trempé.

Vieillissement. — Quel que soit l'usage auquel on la destine, une thermistance doit être stable dans le temps. Un choix judicieux des conditions de fabrication (composition, cycle thermique, atmosphère) contribue déjà pour une grande part à réduire au maximum l'aptitude à l'évolution des matériaux obtenus. Mais pour parachever la stabilisation, il est nécessaire de soumettre chaque thermistance au traitement de vieillissement avant de la livrer à l'utilisation. La variation relative de la résistance à froid, assez marquée au début, devient négligeable au bout de 400 à 500 h de recuit.

Quelques observations radiocristallographiques.

Il serait trop long de relater en détail les examens radiocristallographiques effectués sur différents mélanges d'oxydes frittés dans des conditions variées de température et d'atmosphère. On rappellera seulement le cas simple des mélanges d'oxydes de manganèse et de nickel.

Dans les conditions de frittage adoptées ici, l'oxyde de manganèse stable est Mn_3O_4. Après un traitement thermique analogue à celui des thermistances, un diagramme Debye-Scherrer de cet oxyde révèle une structure quadratique avec un rapport des axes $\frac{c}{a}$ d'environ 1,15 (*fig.* 19). Si l'on

ajoute 20 % (*fig.* 20) et 30 % de NiO (*fig.* 21), certaines raies du système quadratique disparaissent et $\frac{c}{a}$ diminue rapidement jusque vers 1,05. Il y a donc distorsion du réseau tétragonal de Mn_3O_4 par le réseau cubique de NiO (dont le diagramme est sur la figure 22).

Verwey et Van Bruggen ont étudié le cas analogue des mélanges $Mn_3O_4 . Fe_2O_3$: la maille devient cubique dès que le rapport $\frac{Fe}{Mn}$ atteint $\frac{2}{3}$. L'oxyde Mn_3O_4 peut donc former, avec certains oxydes cubiques, des solutions solides ayant la structure de spinelles quadratiques. Ces spinelles offrent de nombreuses analogies avec les ferrites, notamment quant à la substitution d'oxydes du type MO dans la molécule de Mn_3O_4 qu'on peut écrire $Mn_2O_3 . MnO$. Il est intéressant de rappeler, à ce sujet, d'anciennes expériences de Gorgeu qui feront ressortir l'intérêt du frittage dans l'élaboration d'oxydes mixtes. Il opérait par fusion des oxydes, ce qui lui a permis d'obtenir des corps tels que $Mn_2O_3 . ZnO$, $Mn_2O_3 . MgO$, $Mn_2O_3 . CdO$. Mais il a échoué en essayant de préparer $Mn_2O_3 . NiO$ et $Mn_2O_3 . CoO$, ces derniers corps étant décomposés aux températures élevées qu'il employait.

L'emploi de températures plus basses permet d'élaborer les combinaisons précédentes. Avec 30 % de NiO, on réalise exactement la composition $Mn_2O_3 . NiO$ (sesquimanganite de nickel, selon la terminologie de Gorgeu). Un mélange à 30 % de CoO (sesquimanganite de cobalt) a également montré un rapport des axes de l'ordre de 1,05 (*fig.* 23). L'introduction de CoO dans les mélanges Mn-Ni diminue fortement la résistivité, ce qui s'explique par la présence d'ions Co^{++} et Co^{+++} dans le réseau. L'oxyde de fer joue un rôle analogue. Enfin, le



Fig. 22.

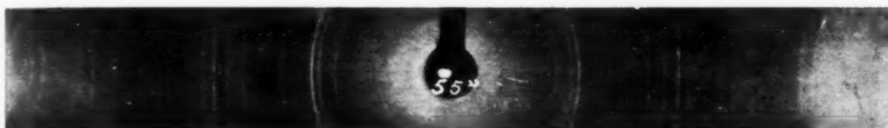


Fig. 23.

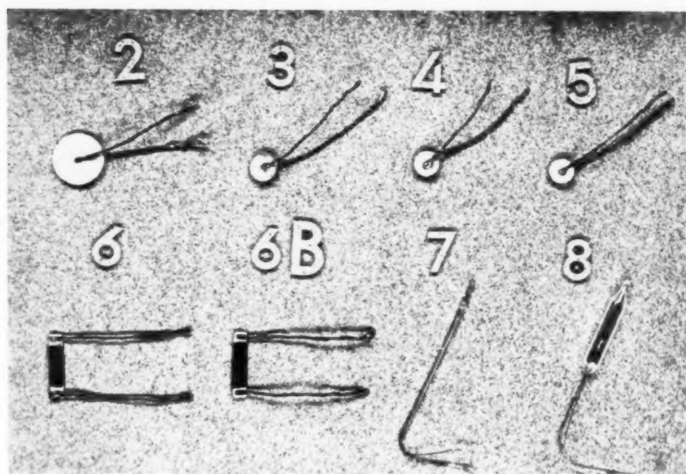


Fig. 24.

coefficient de température est légèrement diminué par ces additions.

Conclusion.

Les thermistances, tard venues dans la technique, ont cependant vite acquis droit de cité dans de nombreux domaines grâce à certaines propriétés exceptionnelles des semi-conducteurs complexes. L'apparition, puis le développement des applications pratiques doivent beaucoup aux longues recherches théoriques et aux travaux systématiques de laboratoire qui ont précédé la phase industrielle. C'est grâce à cette somme d'efforts et aussi aux progrès incessants de la métallurgie qu'on sait maintenant réaliser des thermistances stables et reproductibles. Dans ce domaine, les Laboratoires C. S. F. ont mis au point une dizaine de prototypes doués d'un coefficient de température particulièrement élevé (— 5 à — 5,5 %) et qui conserve une valeur intéressante jusque vers 250° C. Un vieillissement soigné leur a conféré une grande stabilité dans le temps. Si l'on ajoute qu'ils couvrent

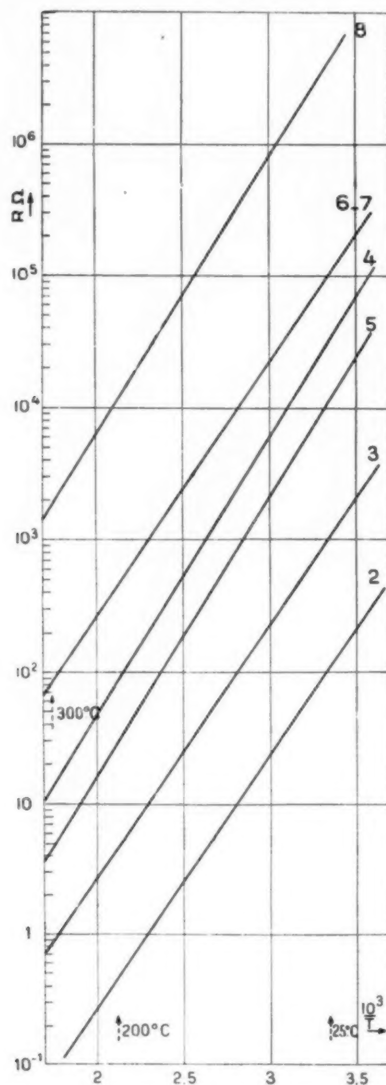


Fig. 25.

un domaine de résistance assez étendu (100 Ω à 5 MΩ) et qu'ils ont des formes et des dimensions très variées, on comprend qu'ils jouissent, dès à présent, de larges possibilités d'emploi.

De nouvelles utilisations surgiront lorsqu'on aura réussi à reculer la température limite jusque vers 700 à 1 000° C (par exemple la régulation des fours industriels pour traitement thermique d'alliages). Il est clair que la stabilité et la reproductibilité seront plus difficiles à atteindre dans ce cas. S'il faut, en outre, enfermer l'élément sous vide, on se heurte à des difficultés en ce qui concerne l'ampoule et les passages.

Les résultats encourageants déjà obtenus et les progrès fréquents réalisés dans les laboratoires permettent d'espérer que l'emploi des thermistances se généralisera rapidement et qu'elles deviendront aussi familières que des résistances ordinaires.

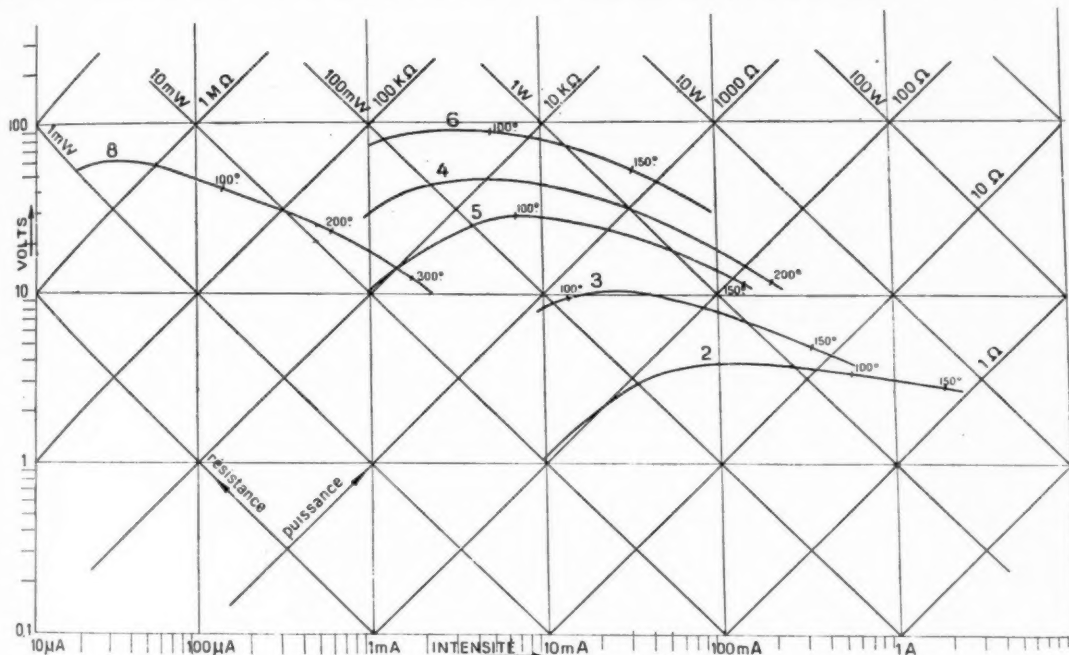


Fig. 26.

BIBLIOGRAPHIE.

F. Seitz, *Modern theory of solids* (Mc Graw Hill, New-York, 1941).

N. F. Mott et R. W. Gurney, *Electronic processes in ionic crystals* (*Oxford University press*, 1940).

E. J. W. Verwey, *Conductibilité électronique de substances non métalliques* (*Revue technique Philips*, t. 9, n° 2, 1947).

E. J. W. Verwey, P. W. Haaymann et E. I. Heimann, *De la structure cristalline des ferrites et oxydes métalliques analogues* (*Revue technique Philips*, t. 9, n° 6, 1947).

E.J. W. Verwey, P. W. Haaymann et F. C. Roweijn, *Semi-conducteurs dont la résistivité a un grand coefficient de température négatif* (*Revue technique Philips*, t. 9, n° 8, 1947-1948).

J. A. Becker, C. B. Green et G. I. Pearson, *Properties and uses of thermistors. Thermally sensitive resistors* (*The Bell System Technical Journal*, vol. 26, n° 1, janvier 1947).

S. Teszner, *Théories des semi-conducteurs électroniques et des complexes dérivés* (*Bull. Soc. franç. Électr.*, t. 9, n° 95, août 1949).

Editorial note regarding semi-conductors (*The Bell System Technical Journal*, t. 28, n° 3, juillet 1949, p. 335).

Verwey et Van Bruggen, *Z. Kristallogr.*, (A), t. 92, 1935, p. 136-138.

Gorgeu, *Bull. Soc. Chim.*, (3), t. 29, 1903, p. 1111-1167).

Nguyen Thien-Chi, *Métallurgie des poudres* (*Annales de Radioélectricité*, t. IV, n° 17, juillet 1949).

Nguyen Thien-Chi, *Analyse granulométrique par sédimentation* (*Annales de Radioélectricité*, t. III, n° 12, avril 1948).

SUR CERTAINS EFFETS DE LA CHARGE D'ESPACE DANS LES TUBES A PROPAGATION D'ONDE

PAR R. BERTEROTTIÈRE ET G. CONVERT,

Département électronique du Centre de Recherches
de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Après avoir rappelé la définition des résistances de couplage dans les tubes à propagation d'onde, les auteurs introduisent des coefficients qui leur sont analogues et dont l'utilisation leur permet de faire une étude des effets de la charge d'espace dans ces tubes pour les petits et grands signaux.* (C.D.U.621.385.1.029.6).

SUMMARY. — *After having recalled the definition of coupling resistances in traveling wave tubes, the authors introduce coefficients which are analogous and of which the utilization allows a study of the space charge effects in these tubes for small and large signals.* (U.D.C.621.385.1.029.6.)

1. **Introduction.**

L'étude rigoureuse des systèmes à ondes progressives nécessite l'écriture des équations de Maxwell avec conditions aux limites. Cette méthode a été appliquée dans le calcul du petit signal de divers dispositifs; dans le cas d'une ligne à hélice, par exemple, par Shulman [1]. Elle conduit à des calculs compliqués, difficilement applicables aux grands signaux. Elle oblige à particulariser le système de ligne à retard et ne donne pas de résultats généraux. On sait comment on peut s'affranchir des difficultés que présente l'introduction de conditions aux limites : lorsque le gain par longueur d'onde de la ligne à retard est très petit, il est possible de définir des *résistances de couplage* pratiquement indépendantes de l'amplification : Pierce [2], Bernier [3], Dœhler et Kleen [4].

On définit dans cette étude des coefficients de charge d'espace en tout point analogue à ces résistances et valables dans les mêmes hypothèses. Leur introduction permet de traiter tout d'abord la théorie du petit signal avec charge d'espace. Puis, s'affranchissant d'une première restriction qu'impose la théorie du petit signal, on étudie le rôle du champ électrique radial. Enfin, on donne une théorie du grand signal avec charge d'espace, dans laquelle on suppose que les trajectoires des électrons restent rectilignes.

2. **Hypothèses fondamentales.**

1° On connaît le mécanisme du T. P. O. : une onde de champ électrique se déplace le long d'une ligne à retard à une vitesse inférieure à celle d'un faisceau électronique. Elle y forme des paquets d'électrons stables qui induisent, dans la ligne, un champ électrique. Pour un réglage convenable, le champ induit augmente le champ d'excitation : il y a amplification de l'énergie de l'onde au dépend de l'énergie cinétique du faisceau.

On suppose que :

— les vitesses des électrons et des ondes sont petites devant la vitesse de la lumière; il n'est pas nécessaire de faire des corrections de relativité et l'action du champ magnétique de l'onde sur les électrons est négligeable;

— les électrons sont animés de la même vitesse v_0 en l'absence de champ haute fréquence.

2° ÉQUATION DE COUPLAGE. — Rappelons les équations fondamentales du tube à propagation d'onde :

L'équation du mouvement est

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m}\vec{E}$$

et l'équation de conservation du courant

$$\operatorname{div} i + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \qquad \text{ou} \qquad \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0.$$

Le champ est relié au courant par les équations

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{i} + \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} \quad \text{dans le faisceau,}$$

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad \text{à l'extérieur du faisceau.}$$

Le champ électrique devant satisfaire aux conditions aux limites sur la ligne à retard.

Lorsqu'on cherche des solutions des équations sans second membre de la forme $e^{-j\beta z + j\omega t}$, on sait que l'on met en évidence des valeurs propres $\pm \beta_n$. Ces valeurs β_n sont des constantes de propagation des ondes libres le long de la ligne à retard. Les solutions des équations avec second membre de la forme $e^{-j\Gamma z}$ qui correspondent à une propagation peuvent s'exprimer par des développements suivant les fonctions propres relatives aux β_n. Lorsqu'on néglige la charge d'espace, on obtient des solutions du type

$$E_z = I_z \sum_n \frac{j R_n \beta_n}{\Gamma^2 - \beta_n^2},$$

où I_z est le courant longitudinal transporté par le faisceau.

Si Γ est très voisin d'une valeur propre β, le terme en $\frac{R}{\Gamma^2 - \beta^2}$ est prépondérant. On peut tenir compte des autres termes en corrigeant la valeur de R et, en outre, R peut être considéré comme fonction de β seulement.

On pourra donc écrire une équation de couplage courant-champ de la forme

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \beta^2 E_z = j R \beta I_z.$$

Dans cette relation, β est la constante de propagation de l'onde libre qui peut être complexe, si la ligne à retard présente une atténuation. R a les dimensions d'une résistance par centimètre carré et s'exprime sous la forme

$$R = \beta^2 f,$$

où f est une fonction des diverses dimensions de la ligne à retard mesurées en angles de transit. La figure 1 rappelle les valeurs de R dans le cas d'un faisceau axial de faible rayon pour diverses structures de lignes à retard. On pourra se reporter, par exemple, au travail de Fletcher [11] pour obtenir des valeurs de R tenant compte des dimensions finies du faisceau.

Dans l'étude du grand signal, nous poserons que chaque harmonique du courant $i_1 e^{j\omega t}$, $i_2 e^{j\omega t}$ est lié aux harmoniques du champ par des équations :

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + \beta_1^2 E_1 = j R_1 \beta_1 i_1,$$

$$\frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + 4 \beta_2^2 E_2 = 2 j R_2 \beta_2 i_2,$$

$$\frac{\partial^2 E_3}{\partial z^2} + 9 \beta_3^2 E_3 = 3 j R_3 \beta_3 i_3, \qquad \ldots ;$$

β_1, $2\beta_2$, $3\beta_3$ sont les constantes de propagation des

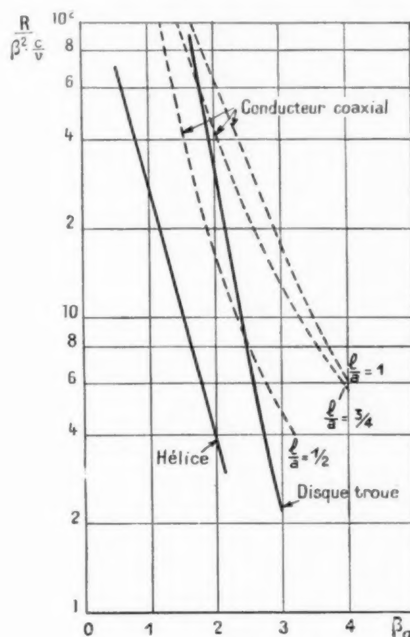


Fig. 1.

harmoniques ω, 2ω, 3ω, ... Elles sont complexes lorsque la ligne présente une atténuation. Lorsque l'atténuation et la dispersion sont nulles,

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \ldots.$$

3° Charge d'espace. — Les équations de couplage précédentes ne tiennent pas compte de la charge d'espace. L'introduire revient à ajouter, pour déterminer le mouvement des électrons, un champ E au champ E défini par les équations de couplage.

Le champ $\bar{E}$ est défini par :

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{dans le faisceau,}$$

$$\operatorname{div} E = 0 \quad \text{à l'extérieur du faisceau.}$$

Le champ E devant satisfaire aux conditions aux limites.

On est ainsi conduit à introduire un coefficient de charge d'espace S d'une manière tout à fait analogue à la façon dont on introduit un coefficient de couplage R :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = S v_0 \sigma,$$

σ étant la charge par unité de longueur du faisceau. S a les dimensions d'une résistance par centimètre carré comme R. C'est une fonction de Γ qu'on peut considérer, dans les mêmes conditions que pour la résistance de couplage, comme une fonction de β seul.

Un calcul simple montre que pour un faisceau

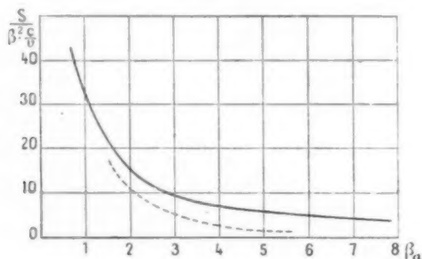


Fig. 2.
——— Faisceau cylindrique creux;
- - - - - Faisceau cylindrique plein.

cylindrique creux de rayon a sans étui, S a pour valeur

$$S = \frac{K_0(\beta a) I_0(\beta a)}{2\pi\beta a \varepsilon_0 [I_1(\beta a) K_0(\beta a) + I_0(\beta a) K_1(\beta a)]} \frac{\beta^2}{v_0},$$

K_1, K_0, I_1, I_0 étant les fonctions de Bessel modifiées.

La figure 2 donne les valeurs de S pour diverses formes de faisceaux et d'étuis.

3. **Petit signal avec charge d'espace**.

1° Les trajectoires des électrons sont supposées rester rectilignes sous l'action du champ H. F. Autrement dit, l'action du champ électrique radial est négligée.

Dans l'hypothèse des petits signaux, le système d'équation du T. P. O. est linéaire. Les valeurs alternatives du courant, de la densité, de la vitesse des électrons $\tilde{i}$, $\tilde{\sigma}$, $\tilde{v}$ sont supposées petites devant leurs valeurs continues i_0, σ_0, v_0. Il est possible alors de chercher pour toutes ces quantités, en négligeant les phénomènes transitoires, des solutions de la forme $e^{-j\Gamma z + j\omega t}$.

Par suite

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega, \qquad \frac{\partial}{\partial z} = -j\Gamma, \qquad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = j(\omega - \Gamma v_0).$$

Les équations du mouvement et de la conservation des charges

$$j(\omega - \Gamma v_0)\tilde{v} = \frac{e}{m} E \qquad \text{et} \qquad (\omega - \Gamma v_0)\tilde{\sigma} = \sigma_0 \Gamma \tilde{v}$$

permettent de calculer la modulation de densité et la modulation de courant

$$\frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0} = -j \frac{\Gamma E_t}{2 V_0 (\Gamma - \Gamma_0)^2}, \qquad \frac{\tilde{i}}{i_0} = -j \frac{\Gamma_0 E}{2 V_0 (\Gamma - \Gamma_0)^2}.$$

Dans cette relation $v^2 = \frac{e V_0}{m}$, $\Gamma_0 = \frac{\omega}{v_0}$. On appellera l'impédance du faisceau $Z_0 = \frac{V_0}{i_0}$.

Le champ E_t qui figure dans ces relations est la somme du champ dû à la ligne à retard E et du champ E de charge d'espace :

$$(\Gamma^2 - \beta^2) E = -j\Gamma R \tilde{i},$$
$$\Gamma E = j S v_0 \tilde{\sigma}.$$

Ces diverses relations conduisent à une équation de dispersion, compte tenu de la charge d'espace, qui est la suivante :

$$(\Gamma - \Gamma_0)^2 (\Gamma^2 - \beta^2) = -\frac{\Gamma\Gamma_0 R - S(\Gamma^2 - \beta^2)}{2 Z_0}.$$

En toute rigueur, cette équation est transcendante car R et S contiennent Γ. Cependant, si l'amplification par longueur d'onde est très petite, R et S peuvent être considérés comme indépendants de Γ. L'équation est du quatrième degré. Il existe, dans ces conditions, quatre ondes susceptibles de se propager dans le T. P. O.

2° Petit signal sans charge d'espace. — L'équation de dispersion devient

$$(\Gamma - \Gamma_0)^2 (\Gamma^2 - \beta^2) = -\frac{\Gamma\Gamma_0 R}{2 Z_0}.$$

Si $\frac{\Gamma_0 \Gamma R}{2 Z_0}$ est petit, les constantes de propagation de ces ondes sont voisines de $\pm\beta$ et Γ_0. Elles s'obtiennent immédiatement lorsque $\Gamma_0 \sim \beta$, c'est-à-dire lorsque les électrons se déplacent à la vitesse de l'onde libre, l'atténuation de la ligne étant négligeable. Elles sont alors

$$\Gamma = \beta + \left(\frac{R\Gamma_0}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} e^{j\frac{2n+1}{3}\pi},$$

solutions de l'équation

$$(\Gamma-\Gamma_0)^3 = -\frac{R\Gamma_0}{4Z_0} \qquad \text{obtenue en écrivant} \quad \Gamma+\beta \sim 2\Gamma$$

et

$$\Gamma = -\beta + \frac{R}{16 Z_0 \Gamma_0} \qquad \text{obtenue en écrivant} \quad (\Gamma-\Gamma_0)^3 \sim 8\Gamma_0^3.$$

Cette onde est l'onde de retour du T. P. O., d'amplitude constante lorsque l'atténuation de la ligne est nulle. $n = 1$ donne une onde légèrement plus rapide que l'onde libre de la ligne à retard; lorsque l'atténuation de la ligne est nulle, son amplitude est constante. $n = 2$ correspond à une onde moins rapide que l'onde libre et d'atténuation élevée. $n = 3$ correspond à une onde amplifiée. Sa vitesse est inférieure à celle de l'onde libre. Sa constante k de propagation, son coefficient γ d'amplification, liés à Γ par $\Gamma = k + j\gamma$ sont donnés par les formules

$$k = \beta + \frac{1}{2}\left(\frac{R\Gamma_0}{4Z_0}\right)^{\frac{1}{3}},$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{R\Gamma_0}{4Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

La courbe de la figure 4 montre que le gain maximum correspond à $\Gamma_0 = \beta$. Lorsqu'on augmente l'écart de vitesse électrons-onde libre, le gain diminue. Il s'annule lorsque l'équation de dispersion a une racine double.

Alors

$$\Gamma_0 - \beta = \frac{3}{2}\left(\frac{R\Gamma_0}{2Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Dans les T. P. O. utilisés couramment aux environs de 10 cm, l'impédance du faisceau est grande, la résistance de couplage est faible $\frac{\gamma}{k}$ et $\Gamma - \beta$ sont petits. L'introduction d'une résistance de couplage pratiquement indépendante de $\Gamma - \beta$ est justifiée et les hypothèses de calcul précédent s'appliquent. Il peut ne pas en être de même pour des T. P. O. fonctionnant à basse fréquence (100 à 300 Mc), pour lesquels l'écart de vitesse relatif faisceau-onde peut être de l'ordre de 0,5. Les résistances de couplage doivent être considérées comme fonction de Γ. L'équation déterminant l'amplification est transcendante.

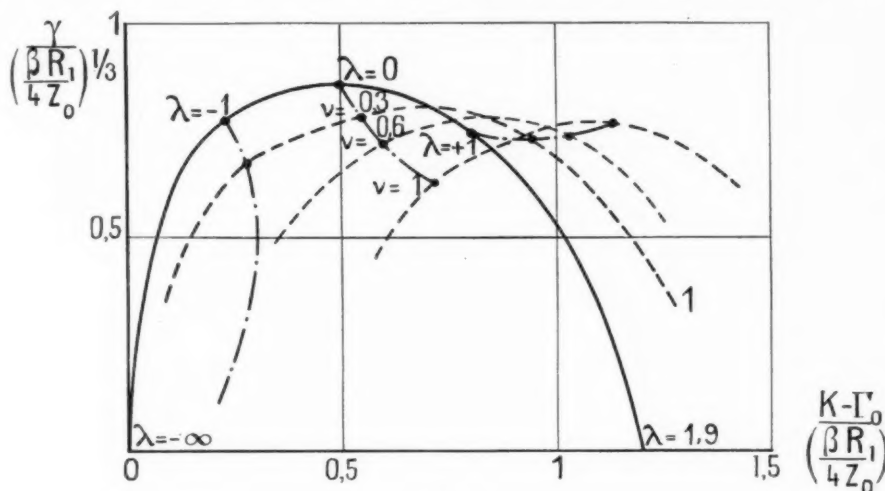


Fig. 3.

$$\nu = \frac{2S}{R\beta}\left(\frac{R}{4Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}, \qquad \lambda = \frac{\beta-\Gamma_0}{\left(\frac{\beta R_1}{4Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}}$$

3° Petit signal avec charge d'espace. — Dans l'équation

$$(\Gamma-\Gamma_0)^2(\Gamma^2-\beta^2) = -\frac{\Gamma\Gamma_0 R - S(\Gamma^2-\beta^2)}{2Z_0},$$

$S(\Gamma^2-\beta^2)$ est petit devant $R\Gamma^2$. Il est légitime de considérer $S(\Gamma^2-\beta^2)$ comme un terme correctif calculé à l'aide des résultats du petit signal. L'introduction de la charge d'espace apparaît donc comme une modification de la résistance de couplage : elle ajoute un terme réel et un terme imaginaire.

Dans le cas où l'écart de vitesse électrons-onde libre est nul, on obtient immédiatement l'effet de la charge d'espace. La constante Γ de l'onde amplifiée devient en effet avec l'hypothèse $\frac{\gamma^2}{\beta^2}\left(\frac{S}{R}\right)^2 < 1$

$$\Gamma = \beta + \frac{1}{2}\left(\frac{\Gamma_0 R}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}(1+j\sqrt{3})\left[1 - \frac{S}{3\Gamma_0 R}\left(\frac{\Gamma_0 R}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}(1+j\sqrt{3})\right].$$

On voit que le gain est

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\Gamma_0 R}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}\left[1 - \frac{2S}{3\Gamma_0 R}\left(\frac{\Gamma_0 R}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}\right].$$

Il est diminué, et

$$k = \beta + \frac{1}{2}\left(\frac{\Gamma_0 R}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}\left[1 + \frac{2S}{3\Gamma_0 R}\left(\frac{\Gamma_0 R}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}\right],$$

l'écart de vitesse entre l'onde libre et l'onde amplifiée est augmenté.

On peut remarquer, en écrivant l'équation de dispersion sous la forme

$$\left[(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \frac{S}{2 Z_0}\right](\Gamma^2 - \beta^2) = -\frac{\Gamma\Gamma_0 R}{2 Z_0},$$

que la charge d'espace peut, dans une certaine mesure, être compensée par une modification de la vitesse des électrons, lorsque celle-ci est voisine de celle de l'onde libre.

La courbe de la figure 3 montre les variations de l'amplification γ et de la constante de propagation lorsque la vitesse des électrons varie.

4° Conditions initiales. — L'équation de dispersion du petit signal montre qu'il existe quatre ondes susceptibles de se propager. Bernier [4] a étudié les conditions initiales dans l'hypothèse d'une ligne fermée sur son impédance caractéristique. Il trouve que lorsque l'atténuation de la ligne est au moins de l'ordre du gain que l'amplitude de la quatrième onde à l'entrée est faible. Cependant, la ligne n'est pas, en général, fermée sur son impédance caractéristique et l'on serait conduit, pour faire une étude précise des différents systèmes d'onde, à particulariser le dispositif étudié. Mais pour éviter les accrochages, il est nécessaire d'utiliser une atténuation suffisante pour que l'amplitude de la quatrième onde à l'entrée soit négligeable. Dans ce cas, les conditions initiales sont données par les équations :

$$\frac{\tilde{\rho}}{\rho_0} = -\frac{j}{2 V_0}\sum_{1}^{3}\frac{\Gamma_i E_i}{(\Gamma_i - \Gamma_0)^2},$$

$$\frac{\tilde{v}}{v} = +\frac{j}{2 V_0}\sum_{1}^{3}\frac{E_i}{\Gamma_i - \Gamma_0},$$

$$E = E_1 + E_2 + E_3.$$

Lorsque les modulations de densité et de vitesse sont nulles à l'entrée, pour le gain optimum, les trois ondes à l'entrée ont sensiblement la même amplitude égale à $\frac{E}{3}$. On a, en effet,

$$\Gamma_1 - \Gamma_0 = -\left(\frac{R\Gamma_0}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}, \qquad \Gamma_2 - \Gamma_0 = -\left(\frac{R\Gamma_0}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} e^{2j\frac{\pi}{3}},$$

$$\Gamma_3 - \Gamma_0 = \left(\frac{R\Gamma_0}{4 Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} e^{j\frac{\pi}{3}}.$$

Il en résulte que l'onde amplifiée devient rapidement prépondérante après une période pendant laquelle le phénomène s'organise.

4. **Champ électrique transversal.**

Le calcul du petit signal qui vient d'être fait n'est légitime que si les trajectoires des électrons restent rectilignes. En fait, les électrons sont focalisés par un champ magnétique nécessairement fini. Les électrons sont animés de mouvements transversaux. Les résultats doivent être modifiés. Nous faisons ici l'étude théorique de cet effet dans le cas d'un faisceau cylindrique creux d'épaisseur faible par rapport à son rayon.

Le flux d'induction f_c embrassé par les électrons sur la cathode est supposé le même pour tous. Le champ magnétique est supposé uniforme, de valeur B, le long de la ligne à retard. Les trajectoires sont supposées rectilignes en l'absence de champ alternatif. Les électrons possèdent alors la même vitesse axiale v_0.

1° Équation du mouvement. Conservation des charges. — Les équations du mouvement sont

$$\ddot{z} = \frac{e}{m} E_z.$$

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} E_r - \frac{1}{2}\frac{d}{dr}\left(\Omega r + \frac{c}{r}\right)^2,$$

avec

$$\Omega = \frac{eB}{2m}, \qquad c = \frac{e f_c}{2\pi m}.$$

Pour les petits mouvements, il vient

$$\tilde{r}\left[(\omega - \Gamma v_0)^2 - \Omega_B^2\right] = -\frac{e E_r}{m}$$

ou

$$\Omega_B^2 = \Omega_B^2(r) = \Omega^2 + \frac{3c^2}{a^4} \qquad (a \text{ rayon du faisceau});$$

$$\tilde{z}(\omega - \Gamma v_0)^2 = -\frac{e E_z}{m}.$$

soit

$$\tilde{r} = -\frac{E_r}{2 V_0\left[(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \Gamma_B^2\right]}, \qquad \Gamma_B^2 = \frac{\Omega_B^2}{v_0^2};$$

$$\tilde{z} = -\frac{E_z}{2 V_0 (\Gamma - \Gamma_0)^2}.$$

La charge totale par unité de longueur $\tilde{\sigma}$, liée à $\tilde{\rho}$ par une relation $\tilde{\sigma} = S\tilde{\rho} + \rho_0 \tilde{S}$ (S section du faisceau) conserve la même expression qu'en petit signal :

$$\frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0} = -j\,\frac{\Gamma E_z}{2\Gamma_0(\Gamma - \Gamma_0)^2},$$

$$\tilde{i}_z = -j\,\frac{\Gamma_0 E_z}{2Z_0(\Gamma - \Gamma_0)^2}.$$

Ce résultat est évident *a priori* : la conservation du courant peut être écrite $\sigma_0\,\mathrm{d}z_0 = \sigma\,\mathrm{d}z$ et l'équation du mouvement axial est la même qu'en petit signal.

2° Équation de couplage. — La modulation de courant transversal est négligeable devant la modulation du courant longitudinal puisque

$$\frac{\tilde{v}}{v_0} \sim \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0}\,\frac{\gamma}{\beta} \ll \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0},$$

et la vitesse radiale est de l'ordre de la vitesse axiale alternative. L'interaction champ radial-courant est donc négligeable.

La résistance de couplage champ axial-courant d'un faisceau est fonction du rayon r du faisceau. On a

$$(\Gamma^2 - \beta^2)E_z = -j\beta R(r)\,i(z).$$

Pour de petits déplacements radiaux :

$$R(a + \tilde{r}) = R(a)\left(1 + \frac{1}{R}\,\frac{\partial R}{\partial r}\,\Gamma\tilde{r}\right).$$

Et le couplage peut être écrit

$$(\Gamma^2 - \beta^2)E_z = -j\beta R(a)\left(\tilde{i}_z + i_0\,\frac{\Gamma}{R}\,\frac{\partial R}{\partial r}\,\tilde{r}\right).$$

Par ailleurs, le rapport $\frac{E_r}{E_z}$ peut être considéré comme le produit par j d'une quantité pratiquement réelle positive. En introduisant le terme

$$jA = \frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial r}\right)_{r=a}\left(\frac{E_r}{E_z}\right)_{r=a},$$

on obtient l'équation de couplage

$$(\Gamma^2 - \beta^2)(\Gamma^2 - \Gamma_0^2)\left[(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \Gamma_B^2\right] = -\frac{\Gamma_0\beta R}{2Z_0}\left[(1 + A)(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \Gamma_B^2\right].$$

Cette équation de couplage est analogue au système d'équations (31) et (32) obtenu par Dœhler et Kleen [6].

On peut avoir une idée de l'importance du coefficient A, en admettant, ce qui n'est qu'une approximation, un champ de la forme

$$E_r = E_0 I_1(\Gamma r)\,e^{-j\Gamma z}, \qquad E_z = -jE_0 I_0(\Gamma r)\,e^{-j\Gamma z}$$

et en écrivant que la résistance varie comme le champ au voisinage de $r = a$. On obtient alors

$$A = \frac{I_1^2(\beta a)}{I_0^2(\beta a)}.$$

L'équation est du sixième degré. Il y a six ondes dans le système, ce qui correspond à deux conditions initiales supplémentaires. On remarque que pour les ondes provenant des mouvements radiaux, les écarts $\Gamma - \Gamma_0$ sont grands en général. Ces ondes interviennent peu et, en particulier, elles prélèvent peu d'énergie au champ d'excitation que l'on peut toujours considérer comme se partageant également entre les trois ondes mises en évidences précédemment dans l'étude des conditions initiales, les constantes de propagation et l'amplification de celles-ci étant seules modifiées.

Si $\Gamma_B = 0$, $B = 0$, l'équation est identique à celle du petit signal, mais avec une résistance de couplage $R_0(1 + A)$ il y a augmentation du gain par champs radiaux.

Si B devient très grand, on peut considérer que le gain est donné par l'équation du petit signal où R serait remplacé par $R\left[\frac{A(\Gamma - \Gamma_0)^2}{\Gamma_B^2}\right]$ qui redonne les résultats du petit signal pour Γ_B très grand.

3° Charge d'espace. — La charge d'espace est diminuée par la présence du champ radial. En particulier, si le champ magnétique est nul, les équations

$$\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \frac{e}{m}\vec{E}, \qquad \frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho\,\mathrm{div}\,v = 0 \qquad \text{et} \qquad \mathrm{div}\,E = 0$$

conduisent, en petit signal, à $\tilde{\rho} = 0$: la modulation de densité est nulle ([1]). Dans ce cas limite, le gain n'est pas modifié, les effets de charge d'espace étant négligeables.

Pour tenir compte, d'une manière rigoureuse, des effets de charge d'espace, il faut étudier le mouvement des électrons dans le champ total $E_t = E_z + E_z$ dû à la ligne à retard (E_z) et à la charge d'espace (E_z). Il faut introduire non seulement une variation $\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial r}$ de la résistance de couplage, mais également une variation $\frac{1}{S}\frac{\partial S}{\partial r}$ du coefficient de charge d'espace S, correspondant au fait que le champ de charge d'es-

([1]) Kleen et Dœhler [7] trouvent, dans les mêmes conditions, une diminution de modulation de moitié seulement. La différence provient de ce que, dans [7], il faudrait $\rho = -\frac{\rho_0}{r}\frac{\partial r}{\partial r}\,r\tilde{\delta}r$ au lieu de l'équation (57).

pace dépend de la charge et de la position du faisceau dans l'étui.

Nous avons

$$(\Gamma^2 - \beta^2) E_z = -j\beta R(a)\left(\tilde{i}_z + i_0 \frac{\Gamma}{R}\frac{\partial R}{\partial r}\tilde{r}\right)$$

et

$$\Gamma E_z = jS(a)\left(\tilde{i}_z + i_0 \frac{\Gamma}{S}\frac{\partial S}{\partial r}\tilde{r}\right).$$

Lorsque le champ magnétique n'est pas nul,

$$\tilde{i}_z = -\frac{j\Gamma_0(E_z + \overline{E}_z)}{2Z_0(\Gamma - \Gamma_0)^2}.$$

Posons

$$jA = \frac{1}{R}\left(\frac{\partial R}{\partial r}\right)_{r=a}\left(\frac{E_r + \overline{E}_r}{E_z + \overline{E}_z}\right)_{r=a}$$

et

$$jB = \frac{1}{S}\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)_{r=a}\left(\frac{E_r + \overline{E}_r}{E_z + \overline{E}_z}\right)_{r=a}.$$

Les coefficients A et B sont seulement fonction de βa (a étant le rayon du faisceau).

On obtient, pour l'équation déterminant les constantes de propagation, compte tenu de la charge d'espace,

$$\begin{aligned}(\Gamma^2 - \beta^2)(\Gamma^2 - \Gamma_0^2)[(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \Gamma_B^2] \\ = -\left\{ \frac{\beta\Gamma_0 R}{2Z_0}[(1 + A)(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \Gamma_B^2] \right. \\ \left. - \frac{S(\Gamma^2 - \beta^2)}{2Z_0}[(1 + B)(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \Gamma_B^2] \right\}.\end{aligned}$$

On peut encore considérer comme précédemment que les effets de charge d'espace se traduisent par une modification de la résistance de couplage.

5. Grandes amplitudes. Charge d'espace.

Dans ce paragraphe, nous nous affranchissons d'une autre restriction imposée par la théorie du petit signal : l'hypothèse des faibles amplitudes :

— La densité alternative, le courant, le champ électrique ne sont plus supposés petits.

— Il est tenu compte des phénomènes de charge d'espace.

— Les trajectoires électroniques sont supposées demeurer rectilignes dans l'action du champ haute fréquence.

A. Remarques générales. — 1° *Méthode de calcul.* — Le système d'équations régissant le T. P. O. n'est plus linéaire. On ne peut pas appliquer brutalement le calcul des imaginaires. Cependant, les quantités que nous serons amenés à considérer ont une forme particulière. Notre méthode de calcul est basée sur les remarques suivantes :

a. Si deux quantités x, y sinusoïdales sont liées par une relation du type

$$\left(a_0 \frac{\partial^n}{\partial z^n} + \ldots + a_n\right) x = y, \qquad \text{où} \quad a_0, \ldots, a_n \text{ sont réels,}$$

les coefficients x_1 et x_2 de $x = x_1 \cos z + x_2 \sin z$ et y_1 et y_2 de $y = y_1 \cos z + y_2 \sin z$ sont liés par la relation

$$(a_0 j^n + a_1 j^{n-1} + \ldots + a_n)(x_1 - jx_2) = y_1 - jy_2.$$

x peut être considéré comme la partie réelle de

$$X = (x_1 - jx_2)e^{jz}.$$

b. Soit, d'autre part,

$$X = k + a\,e^{jz} + b\,e^{2jz} + c\,e^{3jz} + \ldots,$$
$$Y = \chi + \alpha\,e^{jz} + \beta\,e^{2jz} + \gamma\,e^{3jz} + \ldots,$$

où les coefficients k, a, b, c, ..., , α, β, γ, ... peuvent être complexes.

Le produit des parties réelles de X et de Y peut être considéré comme la partie réelle d'une expression de la même forme

$$Z = K + A\,e^{jz} + B\,e^{2jz} + C\,e^{3jz} + \ldots$$

et l'on a

$$Z + Z^* = \frac{1}{2}(X + X^*)(Y + Y^*).$$

Relation qui permet le calcul immédiat de K, A, B, C en fonction des

$$k, \quad a, \quad b, \quad c, \quad \ldots \qquad \text{et} \qquad \chi, \quad \alpha, \quad \beta, \quad \gamma, \quad \ldots$$

Le résultat d'opérations algébriques ainsi définies sur des quantités $X = k + ae^{jz} + \ldots$ est donc de la même forme.

c. Si dans X et Y les coefficients des harmoniques impairs sont des fonctions impaires d'une variable et les coefficients des harmoniques pairs des fonctions paires, il en sera de même pour la fonction produit Z. Par conséquent, si les conditions initiales sont de cette forme, il en sera de même des solutions obtenues.

2° *Quasi-périodicité.* — On a vu que l'introduction de résistance de couplage n'a d'intérêt que lorsqu'il est possible de supposer l'amplification par longueur d'onde très petite (ou, ce qui revient au même, $\Gamma - \beta$, $\Gamma - \Gamma_0$ petits). C'est précisément l'hypothèse qui permet de considérer les différentes grandeurs du T. P. O. : charge, courant, vitesse, champ

électrique, comme des grandeurs quasi périodiques. Une étude de la charge d'espace du klystron [9] s'appuie sur cette remarque. Pour un observateur qui se déplace avec une onde de vitesse v, son amplitude est de la forme

$$A = k + a\,e^{j\zeta} + b\,e^{2j\zeta} + c\,e^{3j\zeta} + \ldots.$$

$$\zeta = \omega\left(\frac{z}{v} - t\right).$$

Les coefficients a, b, c varient lentement en fonction du temps.

3° *Conditions initiales.* — La forme de $\tilde{\rho}$, E, $\tilde{v}$ dépend des conditions initiales. Cependant, on sait, par l'étude du petit signal, que l'onde amplifiée devient rapidement importante devant les autres ondes même lorsqu'il n'y a pas atténuation par la ligne. Autrement dit, la forme de $\tilde{\rho}$, E, $\tilde{v}$, devient rapidement indépendante des conditions initiales.

D'autre part, la théorie du petit signal est valable lorsque la modulation de vitesse est petite devant l'écart de vitesse onde-électron $\tilde{v} \ll v - v_0$. C'est en effet la condition qui permet de remplacer $\frac{d}{dt}$ par $\omega - \Gamma v_0$. Si le signal à l'entrée du T.P.O. est assez petit, l'onde amplifiée pourra donc devenir prépondérante avant qu'interviennent les phénomènes non linéaires. Nous poserons qu'il en est ainsi. Cette hypothèse est pratiquement vérifiée dans les T. P. O. utilisés comme amplificateurs. Elle nous permet de négliger, dans notre calcul, la région où le phénomène s'organise, comme cela a été fait dans l'étude du grand signal du tube à interaction électronique [10]. L'amplitude du champ au petit signal est, après la région de transition, de la forme $\mu e^{\gamma z}$, γ étant le coefficient d'amplification de l'onde amplifiée. Nous pouvons alors développer les coefficients a, b, c, ... des diverses grandeurs sous la forme de série de puissances de $\mu e^{\gamma z}$, négligeant ainsi des termes $(\mu e^{\gamma_2 z})^n$, $(\mu e^{\gamma_3 z})^n$, $(\mu e^{\gamma_4 z})^n$ correspondant aux ondes non amplifiées du T. P. O.

D'après la remarque (1°, c) nous pouvons poser

$$a = a_1 + a_3 + a_5 + \ldots. \qquad b = b_2 + b_4 + \ldots.$$
$$c = c_3 + c_5 + \ldots.$$

L'indice indiquant la puissance du coefficient, par rapport à $(\mu e^{\gamma z})$

3° *Équations de couplage.* — Nous avons vu par l'étude du petit signal que la modulation de courant dû à la modulation de vitesse est négligeable devant la modulation de courant dû à la charge d'espace. En effet

$$\frac{\tilde{v}}{v} = \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma}\,\frac{\gamma}{\beta}.$$

Cette remarque nous permet de négliger, dans les équations de couplage, le courant dû à la modulation de vitesse.

B. Calcul du grand signal. — Nous allons appliquer les remarques qui viennent d'être faites au calcul des grandes amplitudes.

1° *Diminution de vitesse, augmentation de densité, expression de la densité.* — Soit $\frac{d\tilde{v}}{dt} = \frac{e}{m}\tilde{E}_t$. L'équation du mouvement d'un électron, dans le champ total $E_t = E + \overline{E}$ créé par la ligne à retard (E) et la charge d'espace $(\overline{E})$ peut encore être écrite

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2}\,\frac{\partial v^2}{\partial z} = \frac{e}{m}E_t.$$

Elle indique une diminution $\frac{\partial v_0}{\partial z}$ de la vitesse moyenne v_0 et

$$\frac{\partial v_0}{\partial z} \sim -\frac{1}{2v_0}\,\frac{\partial \overline{\tilde{v}^2}}{\partial z},$$

$\overline{\tilde{v}^2}$ étant la moyenne dans le temps du carré de la composante alternative. Cette diminution est de l'ordre de $e^{\gamma 2 z}$.

L'équation de la conservation des charges indique alors une augmentation de la charge moyenne σ_0, en $e^{2\gamma z}$ et il existe alors un champ continu de charge d'espace croissant le long du faisceau. En première approximation, sa croissance est en $e^{2\gamma z}$.

Cependant, l'équation donnant la diminution de vitesse

$$\frac{1}{v_0}\,\frac{\partial v_0}{\partial z} \sim -\frac{1}{2v_0^2}\,\frac{\partial \overline{\tilde{v}^2}}{\partial z}$$

montre que ces effets sont négligeables car ils sont de l'ordre de $\left(\frac{\gamma}{\beta}\right)^2$. La densité σ peut alors être exprimée alors par un développement

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = 1 + a\,e^{j\zeta} + b\,e^{2j\zeta} + c\,e^{3j\zeta} + \ldots. \qquad \zeta = \omega\left(t - \frac{z}{v}\right).$$

dans lequel σ_0 est supposé constant.

2° L'équation de mouvement $\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m}E_t$ jointe à l'équation de conservation des charges $\frac{d\sigma}{dt} + \sigma\frac{\partial v}{\partial z} = 0$ lient σ à E_t par la relation

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\sigma}\,\frac{d\sigma}{dt}\right) = -\frac{e}{m}E_t.$$

la règle de multiplication indiquée dans les remarques générales permet le calcul de $\dfrac{d}{dt}\left(\dfrac{1}{\sigma}\dfrac{d\sigma}{dt}\right)$ à partir de l'expression de $\dfrac{\sigma}{\sigma_0}$. Limité à l'ordre 3, son développement s'écrit

$$
\begin{aligned}
-\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dt}\right) = {} & (\omega - \Gamma v_0)^2 a_1 e^{j\zeta} \\
& + (\omega - \Gamma_3 v_0)^2\left(a_3 - \frac{a_1^* b_2}{2} + \frac{a_1^2 a_1^*}{4}\right) e^{j\zeta} \\
& + 4(\omega - \Gamma v_0)^2\left(b_2 - \frac{a_1^2}{4}\right) e^{2j\zeta} \\
& + 9(\omega - \Gamma v_0)^2\left(c_3 - \frac{a_1 b_2}{4} + \frac{a_1^3}{12}\right) e^{3j\zeta} + \ldots.
\end{aligned}
$$

Les dérivées sont calculées avec l'hypothèse $\tilde{v} \sim v_0$, qui est équivalente à $\gamma > \beta$. On a posé

$$\Gamma_3 = \Gamma + 2j\gamma = k + 3j\gamma.$$

3° $\dfrac{\partial E_t}{\partial z}$ s'exprime directement en fonction des a, b, c, grâce aux équations de couplage et de charge d'espace. En égalant les coefficients de $e^{j\zeta}$, $e^{2j\zeta}$, $e^{3j\zeta}$, ... dans les deux membres de l'équation fondamentale

$$-\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dt}\right) = \frac{e}{m}\frac{\partial E_t}{\partial z}$$

il vient

$$
\begin{aligned}
& (\Gamma^2 - \beta_1^2)(\Gamma - \Gamma_0)^2 = -\frac{R_1\Gamma\beta_1 - S_1(\Gamma^2 - \beta_1^2)}{2Z_0}, \\
& \left(a_3 - \frac{a_1^* b_2}{2} + \frac{a_1^2 a_1^*}{4}\right)(\Gamma_3^2 - \beta_1^2)(\Gamma_3 - \Gamma_0)^2 \\
& \qquad = -\frac{R_1\beta_1\Gamma - S_1(\Gamma_3^2 - \beta_1^2)}{2Z_0} a_3, \\
& 4\left(b_2 - \frac{a_1^2}{4}\right)(\Gamma^2 - \beta_2^2)(\Gamma - \Gamma_0)^2 = -\frac{R_2\beta_2\Gamma - S_2(\Gamma^2 - \beta_2^2)}{2Z_0} b_2, \\
& 9\left(c_3 - \frac{a_1 b_2}{2} + \frac{a_1^3}{12}\right)(\Gamma^2 - \beta_3^2)(\Gamma - \Gamma_0)^2 \\
& \qquad = -\frac{R_3\beta_3\Gamma - S_3(\Gamma^2 - \beta_3^2)}{2Z_0} c_3.
\end{aligned}
$$

Les constantes de propagation β_1, β_2, β_3 diffèrent peu. Elles sont complexes lorsqu'il existe une atténuation par la ligne.

Introduisons pour simplifier l'écriture les coefficients δ_1, δ_2, δ_3 définis par

$$
\begin{aligned}
\delta_1 &= \frac{R_1 - 2S_1\dfrac{\Gamma_3 - \beta_1}{\beta_1}}{R_1 - 2S_1\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\beta_1}}\,\frac{(\Gamma - \Gamma_0)^2(\Gamma^2 - \beta_1^2)}{(\Gamma_3^2 - \beta_1^2)(\Gamma_3 - \Gamma_0)^2}, \\
\delta_2 &= \frac{R_2\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\Gamma - \beta_2} - 2S_2\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\beta_1}}{4\left(R_1 - 2S_1\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\beta_1}\right)}, \\
\delta_3 &= \frac{R_3\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\Gamma - \beta_3} - 2S_3\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\beta_1}}{9\left(R_1 - 2S_1\dfrac{\Gamma - \beta_1}{\beta_1}\right)}.
\end{aligned}
$$

Ce sont des coefficients sans dimensions, en général, complexes. Ils sont complètement déterminés lorsqu'on connaît les constantes de propagation β_1, β_2, β_3, ... des différents harmoniques, les résistances de couplage R_1, R_2, R_3, ... et les coefficients de charge d'espace S_1, S_2, S_3, ..., Γ est en effet donné par

$$(\Gamma^2 - \beta^2)(\Gamma - \Gamma_0)^2 = -\frac{\beta\Gamma_0 R_1 - S_1(\Gamma^2 - \beta^2)}{2Z_0}, \qquad \Gamma = k + j\gamma$$

et Γ_3 par

$$\Gamma_3 = \Gamma + 2j\gamma.$$

Le calcul des coefficients δ peut donc se faire à partir des données du petit signal. Ils caractérisent l'importance relative des différents couplages. Lorsque l'atténuation et la dispersion de vitesse de propagation des ondes libres est négligeable et si l'on ne tient pas compte des effets de charge d'espace, on trouve

$$
\begin{aligned}
\delta_2 &\sim \frac{R_2}{4R_1}, \\
\delta_3 &\sim \frac{R_3}{9R_1}.
\end{aligned}
$$

Les courbes (*fig.* 1) montrent que ces coefficients sont, en général, très faibles.

4° *Modulation de densité.* — La résolution du groupe d'équations en a, b, c donne

$$
\begin{aligned}
b_2 &= \frac{a_1^2}{4(1 - \delta_2)}, \\
a_3 &= -\frac{a_1^2 a_1^*(1 - 2\delta_2)}{8(1 - \delta_2)(1 - \delta_1)}, \\
c_3 &= -\frac{a_1^3(1 + 2\delta_2)}{24(1 - \delta_2)(1 - \delta_3)};
\end{aligned}
$$

a, b, c expriment les taux de modulation $\left(\dfrac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0}\right)$ des premier, deuxième et troisième harmoniques respectivement en fonction du taux de modulation $a_1 = \dfrac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0}$ qui serait obtenu si la théorie du petit signal était valable

$$
\begin{aligned}
a &= a_1\left[1 - \frac{a_1^* a_1(1 - 2\delta_2)}{8(1 - \delta_2)(1 - \delta_1)}\right], \\
b &= \frac{a_1^2}{4(1 - \delta_2)}, \\
c &= +\frac{a_1^3(1 + 2\delta_2)}{24(1 - \delta_2)(1 - \delta_3)}.
\end{aligned}
$$

Ces formules permettent de calculer simplement pour les différents harmoniques, les composantes de la densité, du courant, du champ en fonction d'une forme initiale. Par exemple, l'expression des première et deuxième harmoniques du champ total de

sortie calculée en fonction du champ initial est (¹)

$$E_1 = E_0 e^{\gamma z}\left[1 - \frac{E_0^2 e^{2\gamma z}\beta^2}{32 V_0^2}\,\frac{(\Gamma_3-\Gamma_0)^2\,\delta_1(1-2\,\delta_2)}{(\Gamma-\Gamma_0)^2\,|\Gamma-\Gamma_0|^4(1-\delta_2)}\right],$$

$$E_2 = \frac{E_0^2 e^{2\gamma z}}{2V_0(\Gamma-\Gamma_0)^2}\,\frac{\delta_2}{1-\delta_2}.$$

Le taux de modulation du premier harmonique de l'intensité a pour valeur

$$\frac{|\sigma-\sigma_0|}{\sigma_0} = \frac{\beta E_0 e^{\gamma z}}{2V_0\,|\Gamma-\Gamma_0|^2}\left|1 - \frac{\beta^2 E_0^2 e^{2\gamma z}(1-2\,\delta_2)}{32 V_0^2\,|\Gamma-\Gamma_0|^4(1-\delta_1)(1-\delta_2)}\right|,$$

forme intéressante pour le calcul du rendement d'un

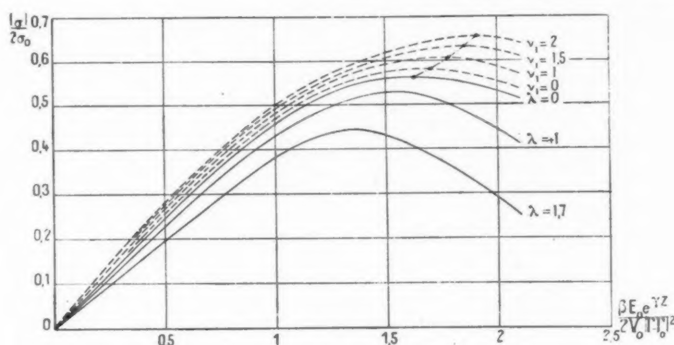


Fig. 4.

$$\ldots\ldots\ldots\ \lambda = 0\ \begin{cases} \nu_1 = \dfrac{2S_1}{R_1\beta}\left(\dfrac{\beta R_1}{4Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} \\ \nu_2 = \dfrac{2S_2}{R_1\beta}\left(\dfrac{\beta R_1}{4Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} = \dfrac{\nu_1}{2}; \end{cases}$$

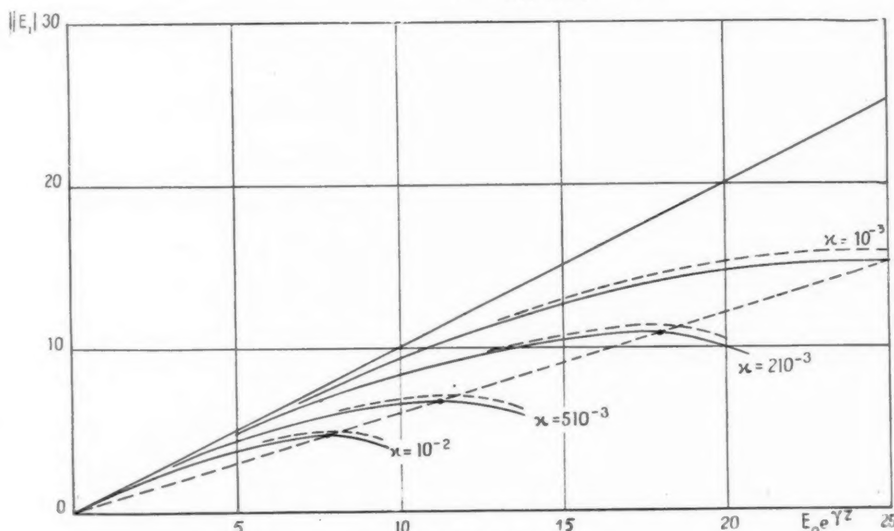


Fig. 5.

———— $\nu_1 = \nu_2 = 0$.

$$\kappa = \frac{1}{32}\,\frac{\beta^2}{V_0^2}\left[\frac{4Z_0}{\beta R_1}\right]^{\frac{4}{3}}.$$

———— $\lambda = 0,\quad \nu_1 = 0$; - - - - - $\lambda = 0,\quad \nu_1 = 1$.

(¹) Dans le cas où $\delta_2 = \frac{R_1}{4R_2}$ on retrouve, pour le second harmonique du champ un résultat équivalent à l'ensemble des formules (39) et (40) de l'étude des phénomènes non linéaires de Dœhler et Kleen [5] et pour le troisième harmonique des formules analogues à (47) à (50). Signalons d'autre part, qu'appliquant les méthodes de calcul qu'il a utilisées dans [5] et [8], O. Dœhler a obtenu, pour l'influence des effets de charge d'espace sur le groupement électronique, dans un travail non publié, des résultats semblables aux nôtres.

tube recueillant avec une cavité la modulation créée par une ligne à retard [12]. La méthode de calcul peut être sans difficulté, poussée au cinquième ordre. On obtient ainsi pour l'ordre 5 du premier harmonique du courant :

$$\frac{|\sigma - \rho_0|}{\sigma_0} = |a_1| \, |1 - \varphi a_1 a_1^* - \psi a_1^2 a_1^{*2}|.$$

Avec

$$\varphi = \frac{1 - 2\delta_2}{8(1-\delta_1)(1-\delta_2)},$$

$$\psi = \frac{1}{32(1-\delta_2)(1-\delta_4)(1-\delta_3)} \times \left\{ \frac{3}{2} - \frac{(1+2\delta_2)(1-2\delta_4)}{6(1-\delta_3)} + \frac{1 - 4\delta_2 + 2\delta_4 + 4\delta_2\delta_4 + 2\delta_1\delta_2}{(1-\delta_1)} + \frac{1-\delta_4}{2(1-\delta_2^*)}\left[-(1+\delta_2) + \frac{|1-2\delta_2|^2}{1-\delta_1^*} + \frac{1+2\delta_2}{3(1-\delta_3)} \right] \right\}$$

dans cette expression δ_4 et δ_5 sont définis par

$$\delta_4 = -\frac{R_2\beta_2\Gamma - s_2(\Gamma_2^2 - \beta_2^2)}{8Z_0(\Gamma_2^2-\beta_2^2)(\Gamma_2 - \Gamma_0)^2}, \qquad \text{où} \quad \Gamma_2 = k + 2j\gamma$$

et

$$\delta_5 = -\frac{R_1\beta_1\Gamma - S_1(\Gamma_5^2 - \beta_1^2)}{2Z_0(\Gamma_5^2-\beta_1^2)(\Gamma_5 - \Gamma_0)^2},$$

où $\Gamma_5 = k + 5j\gamma$; elles peuvent être calculées à partir de données du petit signal.

Quelques-uns des résultats contenus dans les expressions précédentes sont représentés sous forme de courbes dans les figures 4 et 5.

Conclusion.

Nous avons rappelé dans quelles conditions la notion de résistance de couplage présentait un intérêt : il en est ainsi lorsque la résistance est indépendante de l'amplification. Il est possible alors de définir des coefficients dont l'utilisation permet de prendre en considérations les phénomènes de charge d'espace.

En petit signal, leur introduction montre qu'il peut être tenu compte de ces effets en retranchant de la résistance de couplage un terme correctif complexe. Lorsque le champ magnétique focalisateur n'est pas très grand et que les effets radiaux ne sont plus négligeables, cette méthode peut encore être appliquée. Les effets de charge d'espace sont nuls dans le cas limite où le champ magnétique focalisateur est très faible.

L'étude du grand signal, compte tenu de la charge d'espace, a été faite en utilisant ces mêmes coefficients. Quelques conclusions, tirées des hypothèses qui sont nécessaires pour introduire les résistances de couplage, nous ont permis de faire un calcul extrêmement simple que nous avons poussé au cinquième ordre. L'influence de la charge d'espace est complexe. Elle se traduit, dans certains cas, par une amélioration de la modulation d'intensité créée par une ligne à retard, ce qui autorise, pour les tubes recueillant cette modulation avec une cavité, un rendement élevé.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] SHULMAN et HEAGY, *Small signal analysis of traveling wave tube* (*R. C. A. Review*, décembre 1947).

[2] PIERCE, *Traveling wave tube* (*P. I. R. E.*, février 1947).

[3] BERNIER, *Essai de théorie du tube électronique à ondes progressives* (*Onde électrique*, juin 1947).

[4] DŒHLER et KLEEN, *Théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique* (*Annales de Radioélectricité*, t. II, juillet 1947).

[5] DŒHLER et KLEEN, *Phénomènes non linéaires dans les tubes à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. III, avril 1948).

[6] DŒHLER et KLEEN, *Influence du vecteur électrique transversal dans la ligne à retard du tube à propagation d'onde* (Ire Partie) (*Annales de Radioélectricité*, t. IV, janvier 1949).

[7] DŒHLER et KLEEN, *Influence du vecteur électrique transversal dans la ligne à retard du tube à propagation d'onde* (IIe Partie) (*Annales de Radioélectricité*, t. IV, avril 1949).

[8] DŒHLER et KLEEN, *Sur l'influence de la charge d'espace dans le tube à propagation d'onde* (*Annales de Radioélectricité*, t. III, juillet 1948).

[9] WARNECKE, GUÉNARD et FAUVE, *Sur les effets de charge d'espace dans les tubes à modulation de vitesse à groupement par glissement* (*Annales de Radioélectricité*, t. II, juillet 1947).

[10] GUÉNARD, BERTEROTTIÈRE et DŒHLER, *Amplification par interaction électronique directe dans des tubes sans circuit* (*Annales de Radioélectricité*, t. IV, juillet 1949).

[11] R. C. FLETCHER, *Helix parameters used in traveling-wave tube theory* (*P. I. R. E.*, avril 1950, p. 413).

[12] Brevet français R. WARNECKE, O. DŒHLER et W. KLEEN, déposé le 12 juillet 1949 sous le nº 575.343.

EFFETS DE DISTORSION LINÉAIRE SUR UNE BANDE DE FRÉQUENCES TRANSMISE A TRAVERS UNE LONGUE LIGNE DÉSADAPTÉE

PAR J. FAGOT,

Département des Recherches générales.
Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *L'auteur se propose d'étudier certains phénomènes de distorsion qui apparaissent dans des lignes de transmission de longueur non négligeable et non parfaitement adaptées à leurs extrémités lorsqu'elles relient un émetteur ou un récepteur à leurs antennes. Le facteur de proportionnalité entre la tension d'entrée et la tension de sortie ainsi que le temps de propagation ne restent pas constants lorsque la fréquence varie dans une certaine bande. Après avoir montré la périodicité de ces phénomènes dans l'échelle des fréquences, l'auteur chiffre l'amplitude des variations de niveau et évalue la variation du temps de propagation. A partir du schéma simple proposé, l'étude de tous les problèmes est possible à condition que les admittances terminales aient des propriétés peu sélectives. Le taux d'ondes stationnaires à chaque extrémité est le seul élément nécessaire à l'évaluation des désadaptations. On remarquera que, seule, la largeur de bande et la longueur de la ligne interviennent dans les distorsions indépendamment de toute considération sur la fréquence porteuse* (C.D.U.621.392.1.)

SUMMARY. — *The author is to present a study of a few distortion phenomena appearing in transmission lines of non-negligible length and not perfectly adapted at their ends, when they link a transmitter or a receiver to their antennae. The proportionality factor between the input and the output voltages as well as the propagation time do not remain stable when the frequency varies in a certain band. After showing the periodicity of these phenomena in the frequency range, the author numbers the amplitude of level variations and evaluates the propagation time variation. From the simple diagram proposed, the study of all the problems is possible as long as terminal admittances have rather low selective properties. The standing wave ratio at each end is the only necessary element for evaluation of mismatch. It will be noted that only the band width and the length of the line are taken into account in the distortions regardless of all consideration on the carrier frequency* (U.D.C.621.392.1.)

1. Généralités.

L'évolution de la technique des télécommunications s'est faite généralement dans le sens de l'utilisation de fréquences de plus en plus grandes modulées elles-mêmes par des spectres de fréquences dont l'étendue était accrue en proportion. Compte tenu de cette tendance, les circuits des appareils (émetteurs et récepteurs) et les aériens, ont été, dans une certaine mesure, réduits dans leurs dimensions à l'échelle des longueurs d'ondes utilisées. Les lignes de transmission réunissant les appareils aux aériens n'ont pas toujours pu, pour des raisons d'ordre pratique qu'on comprend aisément, être réduites en proportion dans leurs longueurs. Celles-ci sont devenues considérables vis-à-vis des longueurs d'ondes et des problèmes comme ceux de l'adaptation ou des pertes ont pris de ce fait une grande importance.

Ayant particulièrement en vue les effets fâcheux de ces *longues lignes* sur la qualité des modulations transmises, nous nous proposons d'analyser ci-dessous les principales distorsions créées par celles-ci dans la plage des fréquences occupée par la modulation.

Ces distorsions rentrent dans la catégorie des distorsions dites *linéaires*. Elles consistent en variations de l'amplitude et en non-linéarité de la phase en fonction de la fréquence ou, pour employer un autre langage, en variation du temps de propagation (τ : *time delay*) dans la bande occupée.

2. Établissement des formules fondamentales.

Nous établirons nos résultats d'après un schéma *type* simplifié à l'extrême (*fig.* 1) comprenant :

— Un générateur sinusoïdal U_0, figurant un émetteur modulé par un procédé quelconque et représentant, soit le dernier étage amplificateur de l'émetteur local dans le cas d'une station émettrice, soit le générateur équivalent au circuit d'antenne dans le cas d'une station réceptrice. La fréquence de ce générateur n'est pas susceptible d'être modifiée par une variation de charge.

— Une ligne d'impédance caractéristique Z_0 et de longueur l. La figure représente un coaxial. Il peut s'agir d'un feeder bifilaire ou d'un guide d'ondes. Dans ce dernier cas, la vitesse de phase intervenant dans le calcul, v est différente de celle de la lumière c.

— Le générateur attaque la ligne à travers une

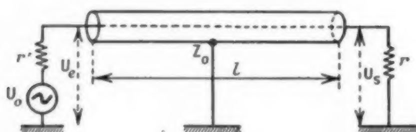


Fig. 1. — Schéma de la ligne.

résistance r' figurant sa résistance interne; la ligne est fermée à son arrivée sur la résistance r. r' et r sont des résistances pures différentes de Z_0, elle-même résistance pure, la ligne étant supposée sans pertes. r' est supposé parfaitement défini, ce qui peut ne pas être toujours réalisé.

— Du fait de la modulation de U_0, on analyse les phénomènes dans toute la bande de fréquences couverte par celle-ci.

La théorie bien connue des lignes nous donne le rapport entre la tension d'entrée U_e et la tension de sortie U_s. Cette relation s'écrit

$$(1)\qquad \frac{U_e}{U_s} = \cos\theta + j\frac{Z_0}{r}\sin\theta,$$

où θ est l'angle électrique de la ligne, soit

$$(2)\qquad \theta = \frac{l\omega}{v},$$

ω la pulsation de la tension U_0 et v, la vitesse de propagation (dite vitesse de phase) le long de la ligne.

Nous voyons immédiatement qu'avec une parfaite adaptation terminale ($r = Z_0$), il existe entre U_e et U_s une simple rotation de phase Φ égale à l'angle électrique θ :

$$(1')\qquad \frac{U_e}{U_s} = \cos\theta + j\sin\theta = e^{j\theta} = e^{j\Phi},$$

soit $\Phi = \theta$.

Cette rotation de phase est, en particulier, proportionnelle à ω (ou à f) si l et v demeurent constants dans une certaine bande de fréquences (ce qui est vrai pour v lorsqu'on est suffisamment éloigné de la fréquence de coupure). On a ainsi

$$(3)\qquad \Phi = \frac{l\omega}{v}$$

et, d'après la définition classique du temps de propagation τ,

$$(4)\qquad \tau = \frac{d\Phi}{d\omega} = \frac{l}{v} = \text{const}.$$

Ainsi, la transmission se fait dans la bande utilisée :

a. à amplitude constante;

b. à rotation de phase proportionnelle à ω, soit à temps de propagation τ constant.

Ce qui indique une transmission sans distorsion quel que soit le procédé de modulation pour une modulation occupant la bande de fréquences envisagée.

Imaginons maintenant r différent de Z_0; l'équation (1) est susceptible d'une représentation vectorielle simple (diagramme d'ellipse) montrant à la fois des variations d'amplitude et de temps de propagation si ω varie, l et v demeurant constants. Ces variations sont grandes et les distorsions seraient notables. Pour cette raison, il serait mauvais d'installer un contrôle local sur le départ de la ligne, dans une station d'émission. Les distorsions mesurées seraient fortement exagérées. Mais la tension à l'entrée ne présente ici que peu d'intérêt. C'est la relation entre U_0 et U_s qui exprime la distorsion réelle. Pour obtenir celle-ci, nous écrivons l'expression classique de l'impédance ramenée à l'entrée de la ligne, soit

$$(5)\qquad Z_e = \frac{\cos\theta + j\dfrac{Z_0}{r}\sin\theta}{\cos\theta + j\dfrac{r}{Z_0}\sin\theta}\, r.$$

Nous écrivons aussi

$$(6)\qquad \frac{U_0}{U_e} = 1 + \frac{r'}{Z_e} = 1 + \frac{r'}{r}\,\frac{\cos\theta + j\dfrac{r}{Z_0}\sin\theta}{\cos\theta + j\dfrac{Z_0}{r}\sin\theta}.$$

Soit en combinant (6) et (1)

$$(7)\quad \frac{U_0}{U_s} = \frac{U_0}{U_e}\frac{U_e}{U_s}$$
$$= \left(\cos\theta + j\frac{Z_0}{r}\sin\theta\right) + \frac{r'}{r}\left(\cos\theta + j\frac{r}{Z_0}\sin\theta\right)$$
$$= \left(1 + \frac{r'}{r}\right)\cos\theta + j\left(\frac{Z_0}{r} + \frac{r'}{Z_0}\right)\sin\theta.$$

Comme nous nous intéressons pour l'expression

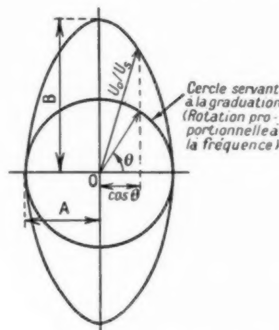


Fig. 2. — Diagramme elliptique de $\frac{U_0}{U_s}$.

des distorsions linéaires aux valeurs relatives seules, nous avons ainsi

$$(8)\quad \frac{U_0}{U_s}(\text{valeurs relatives}) = \cos\theta + j\,\frac{\frac{Z_0}{r} + \frac{r'}{Z_0}}{1 + \frac{r'}{r}}\sin\theta.$$

La représentation vectorielle de U_0 par rapport à U_s est donc encore une ellipse. Un axe A (suivant l'axe des x) est égal à l'unité, l'autre axe B (suivant l'axe des j) a pour valeur

$$B = \frac{\frac{Z_0}{r} + \frac{r'}{Z_0}}{1 + \frac{r'}{r}}.$$

Nous poserons pour simplifier

$$\frac{Z_0}{r} = \rho \qquad \text{et} \qquad \frac{r'}{Z_0} = \rho'$$

et nous aurons

$$(9)\quad B = \frac{\rho + \rho'}{1 + \rho\rho'},$$

soit

$$(10)\quad \frac{U_0}{U_s}(\text{relatif}) = \cos\theta + jB\sin\theta.$$

Cette ellipse (*fig.* 2) est graduée sur l'axe A suivant $\cos\theta$. La valeur de B est beaucoup plus voisine de l'unité que ρ ou ρ'.

Étudions les distorsions d'après ces résultats.

a. Variations d'amplitude. — Un maximum ou un minimum de l'amplitude est égal à l'unité; l'autre extremum est égal à B.

Les variations relatives maximum sont donc

$$(11)\quad \frac{\frac{U_0}{U_{s\,\max}}}{\frac{U_0}{U_{s\,\min}}} = B \quad \text{ou} \quad \frac{1}{B}.$$

La loi de variation est périodique, avec une période de

$$\Delta\theta = \pi = \frac{l\,\Delta\omega}{v}, \qquad \text{soit} \quad \Delta\omega = \frac{\pi v}{l}$$

et

$$(12)\quad \Delta f = \frac{v}{2l},$$

La période (sur l'échelle des fréquences) est inversement proportionnelle à la longueur de la ligne.

Quant à la fonction représentant la loi de variation périodique de l'amplitude, elle s'écrit exactement

$$(13)\quad \left|\frac{U_0}{U_s}\right| = \sqrt{\cos^2\theta + B^2\sin^2\theta}.$$

Il s'agit des variations inverses, U_0 étant en réalité la référence constante, mais cette écriture est de pratique courante pour exprimer les distorsions linéaires lorsque les expressions sont plus simples.

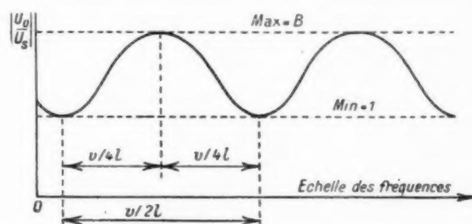


Fig. 3. — Variations d'amplitudes en fonction de la fréquence.

La figure 3 donne l'allure obtenue dans l'hypothèse de $B > 1$.

b. Rotation de phase. — Le déphasage Φ est tel, d'après (10), que

$$(14)\quad \operatorname{tg}\Phi = B\operatorname{tg}\theta.$$

Soit

$$(15)\quad \Phi = \operatorname{arc\,tg}(B\operatorname{tg}\theta) = \operatorname{arc\,tg}\left(B\operatorname{tg}\frac{l\omega}{v}\right).$$

Par rapport à la loi linéaire qui correspond à la bonne adaptation, la phase présente soit une avance,

soit un retard, comme on peut le voir sur le diagramme de l'ellipse et comme il est indiqué sur la figure suivante (*fig.* 4).

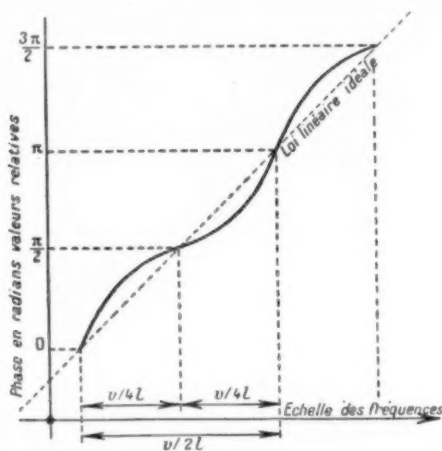


Fig. 4. — Déphasage de U_0 par rapport à U, en fonction de la fréquence ($B > 1$).

c. Temps de propagation. — Les distorsions apparaissent plus facilement sur le temps de propagation défini à la manière habituelle par

$$(16)\quad \begin{cases} \tau = \dfrac{d\Phi}{d\omega} = \dfrac{1}{1 + B^2 \operatorname{tg}^2 \dfrac{l\omega}{v}} B \dfrac{1}{\cos^2 \dfrac{l\omega}{v}} \dfrac{l}{v}, \\ \tau = B \dfrac{l}{v} \dfrac{1}{\cos^2 \dfrac{l\omega}{v} + B^2 \sin^2 \dfrac{l\omega}{v}}. \end{cases}$$

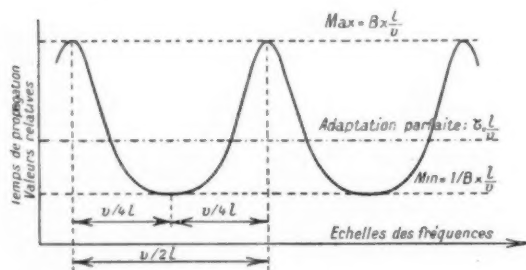


Fig. 5. — Variation du temps de propagation en fonction de la fréquence.

En prenant la dérivée du dénominateur en fonction de ω on voit que les maxima et les minima de ω se reproduisent pour

$$\frac{l\omega}{v} = 0, \qquad \frac{l\omega}{v} = \frac{\pi}{2}, \qquad \dots.$$

La période complète du phénomène est toujours

$$\Delta f = \frac{v}{2l}.$$

La loi de variation est celle de la figure 5.

Les maxima et les minima correspondent aux passages sur les axes de l'ellipse.

Ce qui intéresse pour les distorsions, ce sont les écarts en valeur absolue de τ dans la bande. Ces écarts sont, d'après (16),

$$(17)\qquad \Delta\tau = \tau_{max} - \tau_{min} = \frac{l}{v}\left(B - \frac{1}{B}\right).$$

d. En résumé, nous retiendrons pour l'ensemble les résultats suivants :

1° Variation périodique de l'amplitude et du temps de propagation avec une période sur l'échelle des fréquences égale à

$$\Delta f = \frac{v}{2l}.$$

2° Variations de l'amplitude égales en valeurs relatives à B.

3° Écarts maximum de temps de propagation de

$$\Delta\tau = \frac{l}{v}\left(B - \frac{1}{B}\right).$$

3. Possibilités d'exprimer les résultats à l'aide des taux d'ondes stationnaires mesurés sur la ligne.

a. Il est intéressant d'expliciter les résultats précédents en fonction de ρ et ρ' soit :

— Variations maxima relatives d'amplitude :

$$B = \frac{\rho + \rho'}{1 + \rho\rho'} \qquad [\text{d'après } (9)];$$

— $\Delta\tau = \frac{l}{v}\left(B - \frac{1}{B}\right)$ peut s'écrire, B n'étant pour des taux moyens de désadaptation, jamais très différent de l'unité

$$\Delta\tau = \frac{l}{v}\left(\frac{B^2 - 1}{B}\right) = \frac{l}{v}\,\frac{(B+1)(B-1)}{B} \# 2\frac{l}{v}\left(1 - \frac{1}{B}\right).$$

Et en passant à l'évaluation de B :

$$(18)\quad \begin{cases} \Delta\tau \# 2\dfrac{l}{v}\left(1 - \dfrac{1 + \rho\rho'}{\rho + \rho'}\right) = 2\dfrac{l}{v}\left(\dfrac{\rho + \rho' - 1 - \rho\rho'}{\rho + \rho'}\right) \\ \qquad \# \dfrac{l}{v}(\rho + \rho' - 1 - \rho\rho'), \\ \Delta\tau \# \dfrac{l}{v}(\rho - 1)(\rho' - 1) \qquad \text{(en valeur absolue)}. \end{cases}$$

Au cas où $\frac{Z_0}{r} > 1$ et $\frac{r'}{Z_0} > 1$, les valeurs de ρ et ρ' sont exactement les taux d'ondes stationnaires $\left(\frac{U_{max}}{U_{min}}\right)$ que l'on pourrait mesurer à chaque

extrémité de ligne, en supposant que, du côté générateur, r' soit accessible à la mesure.

Si $\frac{Z_0}{r} < 1$ ou $\frac{r'}{Z_0} < 1$, on risque, en prenant directement pour ρ ou ρ' des formules, les valeurs des taux d'ondes stationnaires mesurés (qu'on exprime toujours par un nombre supérieur à l'unité), de mettre ρ là où il faudrait mettre $\frac{1}{\rho}$ et ρ' là où il faudrait mettre $\frac{1}{\rho'}$.

Cela ne présente pas d'inconvénient étant donné que les formules précédentes [équat. (9) et (18)] donnent les mêmes résultats que l'on mette ρ ou $\frac{1}{\rho}$ et ρ' ou $\frac{1}{\rho'}$.

Les seules différences seront que les variations relatives d'amplitude risquent d'être exprimées par $\frac{U_{min}}{U_{max}}$ au lieu de $\frac{U_{max}}{U_{min}}$ et que le signe de $\Delta\tau$ sera changé.

b. Lorsque r et r' deviennent complexes et quelconques, nous avons la possibilité de nous ramener au cas précédent. Prenons par exemple la terminaison réceptrice z. Elle définit un point du plan complexe. Par ce point passe — selon les propriétés bien connues des lignes — le cercle de variation d'impédance correspondant au taux d'ondes stationnaires $\frac{Z_0}{r_v}$. Ce cercle est défini comme ayant son centre sur l'axe des x, passe par z et présente, par rapport à l'origine, la *puissance* Z_0^2. Lorsqu'on s'éloigne d'une extrémité terminale, on parcourt ce cercle dans le sens des aiguilles d'une montre (*fig.* 6).

Pour une fréquence donnée, on peut ainsi substituer à la fermeture sur z une fermeture sur la résistance r_v du diagramme ($< Z_0$), en prolongeant fictivement la ligne de la longueur voulue (qu'on peut connaître par la graduation du cercle en angle électrique). Cet accroissement de longueur sera tout à fait négligeable vis-à-vis de la longueur l de la ligne.

Côté source, la même possibilité existe en vertu du théorème de Thévenin, de transformer z' en r'_n réel $> Z_0$ et correspondant au schéma type.

La substitution envisagée reste valable dans le cas où la fréquence varie (cas de nos calculs) si z et z' se déplacent de façon négligeable sur le plan complexe dans la bande de fréquences envisagées, c'est-à-dire lorsque z et z' tout en étant complexes sont peu sélectifs.

Les seules considérations des taux d'ondes stationnaires obtenus nous permettront ainsi, que z et z' soient complexes ou non, de chiffrer les distorsions à l'aide des formules établies.

On pourra du reste faire les mesures pour plusieurs fréquences situées dans la bande et l'on verra ainsi dans quelle proportion on s'approche des terminaisons du schéma de la figure 1. Les terminaisons en r et r' pur sont, en effet, caractérisés par la constance du taux d'ondes stationnaires en fonction de la fréquence. Si les variations constatées étaient trop importantes on devrait décomposer la bande en tranches à l'intérieur desquelles les résultats des calculs pourraient être appliqués pour le taux d'ondes stationnaires moyen mesuré.

Le cas où z et z' seraient fortement sélectifs échappe à un calcul simple et ne correspond guère à un problème pratique, car il est certain que si les lignes utilisées sont longues, on cherchera, au contraire, à adapter le mieux possible dans la bande les extrémités.

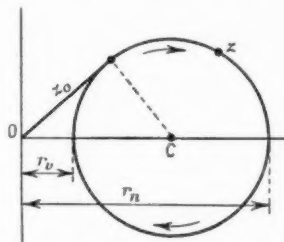


Fig. 6. — Variations d'impédance le long de la ligne.

4. **Application pratique. Résumé des formules.**

Supposons des taux d'ondes stationnaires ayant pour valeur : 1,05, 1,1, 1,2, 1,3, et des longueurs de ligne de 5, 10, 20 et 30 m.

S'il s'agit de guides assez loin de leur fréquence de coupure, v n'est pas très différent de c.

On obtient le tableau suivant (p. 184).

Les formules appliquées sont (9), (12) et (18).

Comme on peut le voir, les variations d'amplitude (pratiquement négligeables) ne dépendent que des taux d'ondes stationnaires; la période de reproduction des phénomènes dans l'échelle des fréquences ne dépend que de la longueur de la ligne; les variations de temps de propagation dépendent à la fois des taux d'ondes stationnaires et de la longueur.

Il est enfin intéressant de constater que, comme dans de nombreux problèmes de modulation, la fréquence porteuse n'intervient pas; ici seules sont à considérer les longueurs de lignes et les largeurs de bande de modulation indépendamment de la fréquence porteuse.

RÉSUMÉ DES FORMULES.

Symboles :

ρ, taux d'ondes stationnaires à l'extrémité réceptrice;

ρ', taux d'ondes stationnaires à l'extrémité source;

l, longueur de ligne;

v, vitesse de propagation (vitesse de phase) le long de la ligne.

Formules :

— Période des phénomènes sur l'échelle des fréquences :

$$\Delta f = \frac{v}{2l}.$$

— Variations relatives de l'amplitude :

$$\frac{U_{s\,max}}{U_{s\,min}} = \frac{1 + \rho\rho'}{\rho + \rho'}.$$

— Écart maximum sur le temps de propagation :

$$\Delta\tau = \frac{l}{v}(\rho - 1)(\rho' - 1).$$

RÉFÉRENCES.

Les formules (1) et (5) se trouvent immédiatement d'après *Principles of Radar* [*M. I. T. Radar School Staff*, 2e édition, 1946, Chap. VIII, art. 15, p. 8-25, équat. (44 *a*) et (44 *b*)].

On les trouvera écrites directement dans *Électricité et Radioélectricité générales* [*Cours de perfectionnement C. S. F.-S. F. R.*, Chap. X, p. 242, équat. (152) et (153)].

Cette dernière publication (1942) est hors commerce.

Des résultats concernant le problème traité ont été indiqués dans le *Bell System Technical Journal* d'avril 1948, p. 244 (*Microwave repeater research*, par H. T. FRIIS).

Les équations de départ et certaines représentations géométriques analogues à celles utilisées seront trouvées également dans le cours de M. E. ROUBINE, *Cours de lignes H. F. et d'antennes*, fasc. I, 1948, p. 152 à 173 (École Supérieure d'Électricité). Fascicule hors commerce.

Taux d'ondes stationnaires.

	$\rho = \rho' = \rho$.	1,05 Variation d'amplitude ε.	1.1 Variation d'amplitude 0.5 %.	1.2 Variation d'amplitude 1.6 %.	1.3 Variation d'amplitude 3.4 %.
Diverses longueurs.	l : 5 m Période totale Δf = 30 Mc : s	$\Delta\tau = 0{,}04.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 0.16.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 0.66.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 1{,}5.10^{-9}$ s
	l : 10 m Période totale Δf = 15 Mc : s	$\Delta\tau = 0{,}08.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 0.33.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 1.33.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 3.10^{-9}$ s
	l : 20 m Période totale Δf = 7,5 Mc : s	$\Delta\tau = 0.16.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 0{,}66.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 2{,}66.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 6.10^{-9}$ s
	l : 30 m Période totale Δf = 5 Mc : s	$\Delta\tau = 0{,}25.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 1.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 4.10^{-9}$ s	$\Delta\tau = 9.10^{-9}$ s

ÉTUDE DES EFFETS D'UNE LONGUE LIGNE SUR UN SIGNAL MODULÉ EN FRÉQUENCE. DISTORSIONS. CORRECTIONS. APPLICATIONS

PAR M. DENIS,

Département Électronique du Centre de Recherches techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Les longues lignes utilisées en ondes centimétriques pour la transmission des signaux modulés en fréquence provoquent des distorsions appréciables qui sont particulièrement importantes lorsqu'il existe un couplage serré entre l'auto-oscillateur modulé et la longue ligne transmettant l'énergie à l'aérien.*

L'étude actuelle porte essentiellement sur les distorsions propres d'une ligne dispersive, sur les effets de couplage entre un générateur et un long feeder légèrement désadapté, en fonction des paramètres qui caractérisent : d'une part l'onde modulée (profondeur et fréquence de modulation) et, d'autre part, le feeder (longueur relative, coefficient de réflexion au niveau de l'aérien, dispersion).

Elle porte accessoirement sur les procédés éventuels de correction des effets nuisibles et sur certaines applications possibles dans le domaine des mesures. (C.D.U.621.619.13 : 621.392.53.)

SUMMARY. — *Long lines, as are used in centimeter-wavelengths range for transmitting frequency-modulated signals, give rise to appreciable distortions which become particularly severe when the modulated self-oscillator is tightly coupled to the long line feeding energy to the aerial.*

The present investigation is mainly concerned with the distortions proper to a dispersive line, with coupling effects between a generator and a long slightly mismatched feed-line, in term of parameters defining: a, the modulated wave (depth and frequency of modulation), and b, the feed-line (relative length, reflection coefficient at the aerial, dispersion).

The addition, possible methods for correcting the detrimental effects and possible uses in measurement technique are dealt with. (U.D.C.621.619.13 : 621.392.53.)

A. Introduction.

1. Les techniciens des hyperfréquences se sont heurtés, principalement dans le domaine des transmissions de qualité, à certaines difficultés inhérentes à la nature des circuits — guides ou coaxiaux — utilisés en ondes centimétriques. Quelques-unes d'entre elles sont cependant familières aux spécialistes des moyennes fréquences, qui ont à étudier les liaisons par câbles coaxiaux entre stations éloignées; si la bande à transmettre est assez large, le câble introduit une distorsion linéaire d'amplitude et une distorsion de phase : le rôle des égaliseurs et des correcteurs placés dans les stations répétitrices est précisément de remédier à ces effets pernicieux. Dans le domaine des ondes centimétriques, il semble, *a priori*, que les dangers de distorsions soient moindres puisque la largeur relative des bandes de modulation est, en général, nettement plus faible et que la transmission s'effectue par l'intermédiaire du câble hertzien; pratiquement toutes les difficultés se situent au niveau de l'émetteur : en effet, très souvent les nécessités de l'installation imposent la présence d'un long feeder entre le générateur modulé et l'aérien : le simple énoncé des ordres de grandeur montre bien que les problèmes qui se posent alors sont très différents de ceux que la technique classique a su résoudre.

Si l'on considère uniquement les relations de phase, *une ligne coaxiale de* 20 m *utilisée à* 3 000 Mc : s *est l'équivalent électrique d'un feeder de* 12 km *couplé à un émetteur de* 5 Mc : s.

2. Les effets des longues lignes sont particulièrement sensibles sur les signaux modulés en fréquence; or, une des tendances actuelles, dans certaines applications — la téléphonie par courants porteurs entre autres — est de faire appel à ce type de modulation, par suite des nombreux avantages qu'il présente en ce qui concerne les qualités du signal transmis; cette tendance est d'ailleurs favorisée par l'existence, dans le domaine des hyperfréquences, d'autooscillateurs de moyenne puissance, tels que les klystrons-reflex, dont la modulation est particulièrement aisée. Il importe donc que les espoirs fondés sur l'association de ces deux techniques : modulation de fréquence et microondes, ne soient pas ruinés par suite d'apparition de phénomènes parasites liés à la présence des longues lignes dont les propriétés ne sont pas toujours bien connues.

3. C'est à cette nécessité que répond le présent travail. Tous les calculs effectués, ainsi que les applications numériques qui les illustrent, sont relatifs à des structures particulières utilisées en ondes centimétriques, — coaxiaux, guides, klystrons-reflex —, néanmoins, les résultats théoriques, suffisamment généraux, peuvent être étendus aisément à d'autres cas.

L'étude porte essentiellement sur les distorsions propres d'une ligne dispersive, sur les effets du couplage entre un autooscillateur et une longue ligne légèrement désadaptée, en fonction des paramètres qui caractérisent, d'une part l'onde modulée (profondeur et fréquence de modulation) et, d'autre part, le feeder (longueur, coefficient de réflexion au niveau de l'aérien, dispersion).

Elle porte accessoirement sur les procédés éventuels de correction des effets nuisibles et sur certaines applications possibles dans le domaine des mesures.

B. **Effets d'une longue ligne adaptée sur un signal modulé en fréquence (onde progressive).**

1. Considérons une source de pulsation porteuse Ω_0 modulée périodiquement en fréquence; la pulsation instantanée a comme expression

$$\Omega_i = \Omega_0 + \Delta\Omega_0\, h'(t),$$

où les symboles représentent :

$h'(t)$, une fonction périodique du temps comprise entre -1 et $+1$;

$\Delta\Omega_0$, la profondeur de modulation.

Le signal correspondant — la tension appliquée à l'entrée de la longue ligne par exemple — s'écrit

$$U_e = U_0\, e^{j\left[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0 \int_{t_0}^{t} h'(t)\,\mathrm{d}t\right]},$$

soit encore

$$U_e = U_0\, e^{j\Omega_0 t}\, e^{j\Delta\Omega_0 h(t)} \qquad \left[h(t) = \int_{t_0}^{t} h'(t)\,\mathrm{d}t\right].$$

$m = 2\pi f$ étant la pulsation fondamentale de la modulation, il est possible d'écrire U_e sous la forme d'une somme infinie de signaux à fréquences discrètes

$$(1) \qquad U_e = U_0\, e^{j\Omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n\, e^{j(nmt - \varphi_n)}.$$

Pratiquement, le nombre des termes peut être limité en considérant la forme de la modulation; on sait que lorsque celle-ci est sinusoïdale, il suffit d'étendre la somme aux valeurs de n comprises entre $n_0 = -\beta$ et $n_0 = +\beta$, β symbolisant l'*indice de modulation* $\dfrac{\Delta\Omega_0}{m}$.

Si un tel signal est envoyé à l'entrée d'une ligne *homogène* de longueur l, supposée *sans pertes*, dont le déphasage total ψ en fonction de la fréquence peut, dans la majeure partie des cas, être représenté par un développement limité de la forme

$$\psi = \psi(\Omega_0) + nm\,\psi'(\Omega_0) + \frac{n^2 m^2}{2}\,\psi''(\Omega_0)$$

$$\left[\text{avec } \psi^p(\Omega_0) = \left(\frac{\mathrm{d}^p\psi}{\mathrm{d}\Omega^p}\right)_{\Omega=\Omega_0}\right],$$

il est transformé à la sortie en un signal U_s

$$(2) \qquad U_s = U_0\, e^{j\Omega_0\left[t - \frac{\psi(\Omega_0)}{\Omega_0}\right]} \times \sum_{n=-n_0}^{n=+n_0} a_n\, e^{j[nm(t-\psi'_0)-\varphi_n]}\, e^{-j\frac{n^2m^2}{2}\psi''_0}.$$

Si l'on suppose ψ''_0 nul

$$\sum_{n=-n_0}^{n=+n_0} a_n\, e^{j[nm(t-\psi'_0)-\varphi_n]} \simeq e^{j\Delta\Omega_0 h(t-\psi'_0)}.$$

D'où

$$U_s = U_0\, e^{j\Omega_0(t-\tau_0)}\, e^{j\Delta\Omega_0 h(t-t_0)},$$

avec

$$\tau_0 = \frac{\psi(\Omega_0)}{\Omega_0}, \quad t_0 = \psi'_0.$$

La pulsation instantanée s'écrit

$$\Omega'_i = \Omega_0 + \Delta\Omega_0\, h'(t - t_0).$$

Il n'y a donc pas de distorsion de la modulation

de fréquence, on retrouve la même fréquence instantanée qu'à l'entrée, mais avec un retard égal à t_0.

Ce cas est celui des lignes non dispersives telles que les coaxiaux; remarquons que *le temps de transmission* τ_0 *de la phase* est alors égal au *temps de transmission* t_0 *du groupe.*

2. Examinons l'influence du terme $e^{-j\frac{n^2 m^2}{2}\psi_0''}$.

Représentons par $Q(t)$ la fonction

$$Q(t) = \sum_{n=-n_0}^{n=+n_0} a_n\, e^{j(nmt-\varphi_n)} \simeq e^{j\Delta\Omega_0 h(t)}$$

et par $P(t)$ la fonction

$$P(t) = \sum_{n=-n_0}^{n=+n_0} a_n\, e^{j(nmt-\varphi_n)}\, e^{-j\frac{n^2m^2}{2}\psi_0''}.$$

En prenant les dérivées successives de $Q(t)$ par rapport au temps, on peut écrire

$$P = Q + \frac{j\psi_0''}{2}\cdot\frac{\mathrm{d}^2 Q}{\mathrm{d}t^2} + \left(\frac{j\psi_0''}{2}\right)^2 \frac{1}{2!}\,\frac{\mathrm{d}^4 Q}{\mathrm{d}t^4} + \ldots + \left(\frac{j\psi_0''}{2}\right)^r \frac{1}{r!}\,\frac{\mathrm{d}^{2r} Q}{\mathrm{d}t^{2r}} + \ldots.$$

Soit, en notations symboliques,

$$\mathfrak{C}(P) = e^{\frac{j\psi_0''}{2}p^2}\,\mathfrak{C}(Q) = e^{\frac{j\psi_0''}{2}p^2}\,\mathfrak{C}[e^{j\Delta\Omega_0 h(t)}] \qquad \left(p \simeq \frac{d}{\mathrm{d}t}\right).$$

La résolution de cette équation, dans le cas général, est pratiquement impossible; néanmoins, si l'on suppose la fonction $h(t)$ lentement variable, ce qui revient à admettre en modulation sinusoïdale que $m < \Delta\Omega_0$ ($\beta > 1$), on peut écrire en première approximation

$$P = \left[1 + \frac{j\psi_0''}{2}(j\,\Delta\Omega_0 h')^2 + \left(\frac{j\psi_0''}{2}\right)^2 \frac{1}{2!}(j\,\Delta\Omega_0 h')^4 + \ldots\right] Q.$$

Soit

$$P = e^{j\left[\Delta\Omega_0 h(t) - \frac{\psi_0''}{2}(\Delta\Omega_0)^2 h'^2(t)\right]}.$$

On néglige alors une faible modulation parasite d'amplitude que nous ne considérons pas ici.

En définitive, le signal à la sortie devient

$$U_s = U_0\, e^{j\left[\Omega_0(t-\tau_0) + \Delta\Omega_0 h(t-t_0) - \frac{\psi_0''}{2}(\Delta\Omega_0)^2 h'^2(t-t_0)\right]}.$$

D'où la pulsation instantanée

$$\Omega_i' = \Omega_0 + \Delta\Omega_0\, h'(t-t_0) - \psi_0''(\Delta\Omega_0)^2\, h'(t-t_0)\, h''(t-t_0).$$

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale $[h'(t) = \sin mt]$

$$(3) \qquad \Omega_i' = \Omega_0 + \Delta\Omega_0 \sin m(t-t_0) - \frac{\psi_0''}{2}\, m(\Delta\Omega_0)^2 \sin 2m(t-t_0).$$

3. *Ordres de grandeur.* — Il est commode, pour la suite de notre exposé, de choisir un exemple typique qui nous permettra de préciser les ordres de grandeur; prenons le cas d'un guide d'onde pour lequel

$$\psi_0 = \frac{l}{c}\sqrt{\Omega_0^2 - \Omega_c^2},$$

Ω_c, pulsation de coupure;

c, vitesse de la lumière;

$$t_0 = \psi_0' = \frac{l}{c}\,\frac{\Omega_0}{\sqrt{\Omega_0^2 - \Omega_c^2}},$$

$$\psi_0'' = -\frac{l}{c}\,\frac{\Omega_c^2}{(\Omega_0^2 - \Omega_c^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Si

$$\Omega_0^2 = 2\,\Omega_c^2, \qquad \psi_0 = \frac{l}{c}\,\frac{\Omega_0}{\sqrt{2}},$$

d'où

$$\tau_0 = \frac{l}{c\sqrt{2}};$$

$$t_0 = \psi_0' = \frac{l}{c}\sqrt{2} \qquad \text{et} \qquad \psi_0'' = -\frac{l}{c}\,\frac{\sqrt{2}}{\Omega_0}.$$

Le taux de distorsion non linéaire τ est égal à

$$\tau = \frac{|\psi_0''|\, m\,\Delta\Omega_0}{2} = \frac{l}{c\sqrt{2}}\,\Omega_0\,\frac{m}{\Omega_0}\,\frac{\Delta\Omega_0}{\Omega_0};$$

pour une pulsation donnée, il est donc proportionnel à la longueur du guide, à la fréquence de modulation et à l'excursion totale de fréquence.

Avec

$$l = 3\,000 \text{ cm};$$
$$c = 3.10^{10} \text{ cm : s};$$
$$\Omega_0 = 3{,}6.10^9 \times 2\pi \text{ rad : s},$$
$$m = 10^6 \times 2\pi \text{ rad : s};$$
$$\Delta\Omega_0 = 10^7 \times 2\pi \text{ rad : s},$$

on trouve

$$\tau = 1.3.10^{-3}.$$

Il s'agit donc d'une distorsion qui n'est pas totalement négligeable dans le cas de transmissions de haute qualité. Remarquons encore, qu'en fonction de la variation totale Δt_0 du temps de retard t_0 dans la bande $2\,\Delta\Omega_0$, on peut écrire, pour le taux de distorsion,

$$\tau = \frac{1}{4}\, m\,\Delta t_0 = \frac{\pi}{2}\, f\,\Delta t_0.$$

Ce résultat très simple est identique à celui qu'ont trouvé d'autres auteurs par des voies différentes [1] pour des quadripôles à constantes localisées.

C. **Onde partiellement ou totalement réfléchie.**

1. Réflexion partielle. — 1 *a*. Examinons ce qui se passe lorsque la terminaison de la ligne n'est pas parfaitement adaptée et réfléchit une fraction K du champ, K étant constante dans la bande.

Nous négligerons le terme de distorsion correspondant à ψ''_0; à l'entrée de la ligne, à l'instant t, se superposent deûx ondes et la tension totale s'écrit

$$U_t = U_0 \left\{ [\cos \Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t)] + K \cos[\Omega_0(t - 2\tau_0) + \Delta\Omega_0\, h(t - 2t_0)] \right\}.$$

$$\begin{aligned} \frac{U_t}{U_0} = {} & \cos[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t)] \\ & + K \cos[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t)] \\ & \quad \times \cos \left\{ - 2\Omega_0 \tau_0 + \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\} \\ & - K \sin[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t)] \\ & \quad \times \sin \left\{ - 2\Omega_0 \tau_0 + \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\}. \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned} \frac{U_t}{U_0} = {} & \left(1 + K \cos \left\{ - 2\Omega_0 \tau_0 + \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\}\right) \\ & \times \cos[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t)] \\ & \quad - K \sin \left\{ - 2\Omega_0 \tau_0 + \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\} \\ & \times \sin[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t)]. \end{aligned}$$

Soit encore

$$\frac{U_t}{U_0} = \sqrt{1 + K^2 + 2K \cos a}\, \cos[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t) - \varphi],$$

avec

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{-K \sin a}{1 + K \cos a}$$

et

$$a = - 2\Omega_0 \tau_0 + \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)].$$

Si K est petit,

$$\varphi \simeq - K \sin a.$$

La distorsion d'amplitude est très faible; la phase instantanée s'écrit,

$$\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t) + K \sin \left\{ - 2\Omega_0 \tau_0 + \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\}.$$

Considérons une modulation sinusoïdale

$$\left[h(t) = - \frac{1}{m} \cos mt \right],$$

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_0 [h(t - 2t_0) - h(t)] & = - \frac{\Delta\Omega_0}{m} [\cos m(t - 2t_0) - \cos mt] \\ & = 2\Delta\Omega_0 t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0} \sin m(t - t_0). \end{aligned}$$

D'où la phase instantanée

$$\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t) + K \sin \left[- 2\Omega_0 \tau_0 + 2\Delta\Omega_0 t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0} \sin m(t - t_0) \right]$$

et la pulsation

$$\begin{aligned} \Omega_i = {} & \Omega_0 + \Delta\Omega_0 \sin mt + 2K\, \Delta\Omega_0 \sin mt_0 \cos m(t - t_0) \\ & \times \cos \left[- 2\Omega_0 \tau_0 + \frac{2\Delta\Omega_0}{m} \sin mt_0 \sin m(t - t_0) \right]. \end{aligned}$$

Le terme de distorsion non linéaire est, dans ce cas, très riche en harmoniques élevés de la pulsation fondamentale m.

En fonction de l'excursion totale de fréquence $\Delta\Omega_t = 2\Delta\Omega_0$, l'écart maximum par rapport au signal normal s'écrit

$$\delta\Omega_d = K\, \Delta\Omega_t \sin mt_0. \tag{4}$$

soit, en valeur relative,

$$\frac{\delta\Omega_d}{\Delta\Omega_t} = K \sin mt_0.$$

Avec les ordres de grandeur déjà adoptés dans les Chapitres précédents, $\sin mt_0$ est égal à 1 lorsque

$$mt_0 = \frac{\pi}{2}, \qquad \text{soit} \qquad f = \frac{m}{2\pi} = \frac{1}{4t_0} = \frac{c}{4\sqrt{2}\, l} = 1{,}75 \text{ Mc : s}.$$

Dans ce cas, pour $K = \frac{1}{100}$ (la puissance réfléchie est égale au 1/10000[e] de la puissance incidente), la distorsion de fréquence peut atteindre

$$\pm 100 \text{ kc : s}, \qquad \text{si} \quad (\Delta F)_t = \frac{(\Delta\Omega)_t}{2\pi} = 20 \text{ Mc : s}.$$

Avec les mêmes valeurs de K et $(\Delta F)_t$, la distorsion atteint $\pm$ 60 kc : s si f = 1 Mc : s.

1 *b*. *Conséquences pratiques.* — Nous examinerons plus loin quelques dispositifs qui permettent d'évaluer l'ordre de grandeur de la distorsion non linéaire; il importe que le faible signal injecté dans les appareils de mesure soit prélevé *au niveau de l'aérien et non à l'entrée de la longue ligne*; si cette précaution n'est pas observée, lorsque la fréquence de modulation f est assez élevée, on risque d'introduire dans les résultats des termes de distorsion qui n'existent pas effectivement dans le signal rayonné par l'antenne.

2. Réflexion totale (K = 1). Application à la mesure des largeurs de bande et des distorsions de modulation. — 2 *a*. Si K = 1, on trouve

$$\frac{U_t}{U_0} = 2 \cos \frac{a}{2} \cos[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t) - \varphi].$$

$$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{\sin a}{1 + \cos a} = - \operatorname{tg} \frac{a}{2}, \qquad \varphi = - \frac{a}{2},$$

soit

$$\begin{aligned} \frac{U_t}{U_0} = {} & 2 \cos \left\{ - \Omega_0 \tau_0 + \frac{\Delta\Omega_0}{2} [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\} \\ & \times \cos \left\{ \Omega_0 t + \Delta\Omega_0\, h(t) - \Omega_0 \tau_0 \right. \\ & \qquad \left. + \frac{\Delta\Omega_0}{2} [h(t - 2t_0) - h(t)] \right\}. \end{aligned} \tag{5}$$

Si l'on suppose la modulation sinusoïdale $\left[h(t) = \frac{-1}{m} \cos mt\right]$

$$\frac{U_t}{U_0} = 2 \cos\left[\Omega_0 \tau_0 + \frac{\Delta\Omega_0}{m} \sin mt_0 \sin m(t - t_0)\right]$$
$$\times \cos\left[\Omega_0(t - \tau_0) - \frac{\Delta\Omega_0}{m} \cos mt - \frac{\Delta\Omega_0}{m} \sin mt_0 \sin m(t - t_0)\right].$$

Dans ce cas, la distorsion de fréquence est nulle, mais il apparaît une modulation très importante de l'amplitude.

L'amplitude du signal U_t est maximum chaque fois que

$$\Delta\Omega_0 t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0} \sin m(t - t_0) + \Omega_0 \tau_0$$

est égal à π.

Ces maximums successifs correspondent à une variation δF_i de la fréquence instantanée telle que

$$(6) \qquad 2\,\delta F_i t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0} = 1,$$

qui devient, lorsque mt_0 est suffisamment petit,

$$(7) \qquad \delta F_i = \frac{1}{2 t_0}.$$

2 *b*. Les résultats précédents suggèrent une méthode de mesure des largeurs de modulation et des distorsions non linéaires proposée et mise en œuvre par H. Familier (¹). Le schéma de principe en est indiqué sur la figure 1.

Le générateur étudié G, — un klystron-réflex en l'occurence — débite par l'intermédiaire d'un feeder L_1 dans un aérien émetteur A_1; un aérien récepteur A_2 faiblement couplé au premier est chargé par un cristal détecteur K placé dans la longue ligne de mesure L_2 court-circuitée en son extrémité, L_2 étant caractérisé par le temps de transmission t_0; si le courant détecté par K excite l'amplificateur vertical d'un oscilloscope dont le balayage horizontal est obtenu grâce à une tension proportionnelle à la tension E_m de modulation du générateur, on voit apparaître, sur l'écran, une courbe possédant l'allure d'une sinusoïde redressée (*fig.* 2). L'écart de fréquence entre deux maxima successifs est donné, d'après (6), par la relation

$$\delta F_i = \frac{1}{2 t_0} \frac{mt_0}{\sin mt_0}.$$

Si l'on mesure sur l'échelle horizontale des tensions de modulation les écarts successifs $(\delta E_m)_1$, $(\delta E_m)_2$, ..., $(\delta E_m)_n$, entre les maxima, il est possible

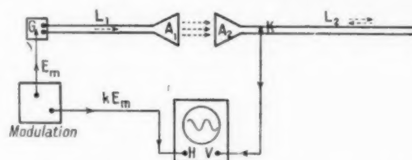


Fig. 1. — Schéma de principe d'un dispositif de mesure des distorsions non linéaires.

de tracer point par point et en valeur réduites la courbe $\Delta F_i = f(\Delta E_m)$, donc de calculer la distorsion non linéaire.

Pour améliorer la précision de la mesure, on est tenté d'accroître considérablement le nombre n des images; or, si l'on représente par ΔF_t l'excursion totale de fréquence, n est donné par la relation

$$n = \frac{\Delta F_t}{\delta F_i} = 2 t_0 \Delta F_t \frac{\sin mt_0}{mt_0},$$

soit plus simplement, lorsque m est suffisamment faible,

$$n = 2 t_0 \Delta F_t.$$

Supposons, pour préciser les ordres de grandeur, que l'on choisisse $n = 20$ et que $\Delta F_t = 20$ Mc : s,

$$t_0 = 5.10^{-7} \text{ s}.$$

Si L_2 est constituée par un guide de même nature que celui que nous avons étudié jusqu'à présent, sa longueur l_2 est alors donnée par la relation

$$l_2 = \frac{c t_0}{\sqrt{2}} \simeq \ldots \simeq 100 \text{ m}.$$

L'augmentation du nombre d'images a comme

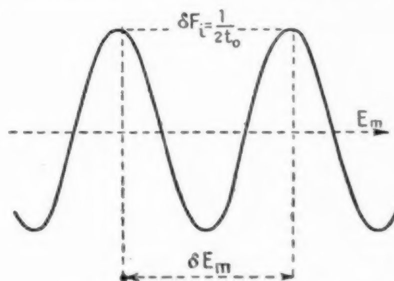


Fig. 2. — Courbe obtenue sur l'écran de l'oscilloscope avec le dispositif de la figure 1.

contre-partie la difficulté de déterminer avec précision les écarts $(\delta E_m)_1$, $(\delta E_m)_2$, ..., $(\delta E_m)_n$.

Remarquons qu'il est préférable de mesurer ces

(¹) Département « Recherches générales » du Centre de Recherches techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

écarts en utilisant les minima de courant détecté, qui sont en principe plus aigus que les maxima; néanmoins, la méthode convenable et qui, de plus, a le gros avantage de réduire les erreurs liées aux propriétés intrinsèques de l'oscilloscope semble être la suivante.

2 *c*. L'amplitude de la tension modulatrice appliquée au réflecteur du klystron est réduite de façon à n'avoir plus sur l'écran qu'une seule image correspondant à une excursion totale de fréquence égale à δF_i; toute la bande de modulation est ensuite parcourue en faisant varier la polarisation moyenne du réflecteur. L'amplitude de la tension de modulation associée à chaque écart δF_i peut être déterminée grâce à deux types de procédés. Dans le premier, on fait coïncider les deux maxima — ou les deux minima — de l'image avec les extrémités du balayage horizontal : pour ce faire, il est nécessaire, dans chaque cas, de modifier dans un rapport mesurable l'amplitude de la tension de modulation. Dans le second, on repère avec précision sur l'écran, à l'aide par exemple d'un viseur associé à un micromètre oculaire, deux droites verticales qui définissent une valeur fixe de la tension de balayage; un court-circuit mobile terminant L_2 permet de faire varier t_0, donc δF_i jusqu'au moment où les deux maxima viennent en coïncidence avec les repères verticaux; δF_i étant proportionnel à $\frac{1}{l_2}$, cette seconde méthode s'avère beaucoup plus sensible que la précédente, puisque les variations Δl_2, même pour de faibles distorsions, peuvent être très importantes, donc aisément mesurables.

2 *d*. Il reste à examiner un certain nombre de sources possibles d'erreurs :

2 *d*.1. Si l'on tient compte de la distorsion de phase introduite par le terme proportionnel à ψ''_0, l'argument $-\Omega_0\tau_0 + \frac{\Delta\Omega_0}{2}[h(t-2t_0) - h(t)]$ de la relation (5) doit être remplacé par

$$-\Omega_0\tau_0 + \frac{\Delta\Omega_0}{2}[h(t-2t_0) - h(t)] - \frac{\psi''_0}{2}\Delta\Omega_0^2\, h'^2(t-2t_0);$$

dans le cas d'une modulation sinusoïdale, la largeur de bande δF_i est alors donnée par la relation

$$\delta F_i t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0} - \pi\psi''_0(\delta F_i)^2 = \frac{1}{2}, \tag{8}$$

qui se substitue à l'expression (6). L'erreur relative ε commise sur δF_i est égale à

$$\varepsilon = \frac{\pi\psi''_0}{t_0}\frac{mt_0}{\sin mt_0}\delta F_i.$$

Dans le cas du guide considéré jusqu'à présent,

$$\frac{\psi''_0}{t_0} = \frac{1}{\Omega_0} = \frac{1}{2\pi F_0},$$

d'où

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\frac{\delta F_i}{F_0}\frac{mt_0}{\sin mt_0},$$

soit, pour des valeurs de m assez faibles,

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\frac{\delta F_i}{F_0}.$$

Si

$$\delta F_i = 2\ \text{Mc : s} \qquad \text{et} \qquad F_0 = 3\,600\ \text{Mc : s},$$

l'erreur est pratiquement négligeable.

2 *d*.2. Lorsque l'on modifie la fréquence centrale de l'oscillation en agissant sur la polarisation moyenne du réflecteur, il convient de tenir compte de la variation concomitante du temps de transmission :

Si t_0 représente ce temps pour la pulsation de départ Ω_0, il doit être remplacé lorsque $\Omega'_0 = \Omega_0 + \Delta\Omega_0$ par

$$t'_0 = t_0 + \Delta\Omega_0\psi''_0.$$

La relation (6) devient

$$\delta F_i \frac{1}{m}\sin m(t_0 + \Delta\Omega_0\psi''_0) = \frac{1}{2},$$

soit très sensiblement

$$\delta F_i t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0}\left(1 - \frac{\psi''_0}{t_0}\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0}\Delta\Omega_0\right) = \frac{1}{2},$$

le terme correctif $\frac{\psi''_0}{t_0}\Delta\Omega_0\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0}$ s'écrit, avec nos hypothèses,

$$\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0}\frac{\psi''_0}{t_0}\Delta\Omega_0 = -\frac{\Delta\Omega_0}{\Omega_0}\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0} = -\frac{\Delta F_0}{F_0}\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0}.$$

D'où la nouvelle relation définissant δF_i

$$\delta F_i t_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0}\left(1 - \frac{\Delta F_0}{F_0}\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0}\right) = \frac{1}{2},$$

soit encore, lorsque mt_0 est suffisamment faible,

$$\delta F_i t_0\left(1 - \frac{\Delta F_0}{F_0}\right) = \frac{1}{2}.$$

2 *d*.3. Enfin, dans toutes nos expressions interviennent les facteurs $\frac{\sin mt_0}{mt_0}$ ou $\frac{\operatorname{tg} mt_0}{mt_0}$ qui caractérisent l'influence de la fréquence de modulation sur l'allure des phénomènes.

La largeur de bande δF_i donnée par la relation (6) croît apparemment lorsque m augmente; *elle devient*

infinie — autrement dit les sinusoïdes redressées disparaissent de l'écran — lorsque

$$m_c t_0 = k\pi.$$

Pour le guide de 100 m que nous avons adopté, ce phénomène se produit lorsque

$$f_c = \frac{m_c}{2\pi} = \frac{k}{2t_0} = 1 \text{ Mc : s}, \quad 2 \text{ Mc : s}, \quad \ldots .$$

Étant donné que les mesures deviennent alors impossibles si $f = f_c$ et que, d'autre part, les différentes erreurs signalées croissent rapidement lorsqu'on s'approche de cette valeur critique, il convient, si l'on désire effectuer des essais au voisinage de f_c, de diminuer la longueur de la ligne de façon à donner à

$$\frac{\sin mt_0}{mt_0} \quad \text{et} \quad \frac{\operatorname{tg} mt_0}{mt_0}$$

des valeurs satisfaisantes, sans trop réduire toutefois la précision que l'on peut attendre des essais aux basses fréquences de modulation.

La relation entre δF_i et $\frac{\sin mt_0}{mt_0}$ montre que la détermination précise de la distorsion non linéaire suppose une certaine stabilité de m. L'erreur relative sur δF_i est égale à $\left(\frac{mt_0}{\operatorname{tg} mt_0} - 1\right)\frac{dm}{m}$; nulle pour les valeurs faibles, elle peut devenir très importante lorsque mt_0 s'approche de π.

Lorsque toutes les précautions qui résultent des calculs d'erreurs et remarques précédents sont observées, le procédé de mesure permet de déceler des distorsions très faibles (de l'ordre de 0,5 %).

Cet exemple d'exploitation des propriétés des longues lignes a surtout une valeur d'illustration; dans un paragraphe spécial, nous décrirons sommairement d'autres procédés de détermination du taux de distorsion non linéaire.

D. La longue ligne utilisée comme cavité à résonances multiples.

1. Dans le but d'accroître la précision du dispositif de mesure que nous venons de décrire, on peut songer à transformer la longue ligne en une cavité à résonances multiples; en principe, les sinusoïdes redressées doivent être remplacées par une succession de courbes de résonance dont l'acuité favorise un repérage plus aisé de la fréquence; mais comme le montre le calcul effectué plus loin, la réponse d'une cavité à un signal modulé en fréquence — autrement dit la réponse *dynamique* — peut être, lorsque m atteint des valeurs élevées, très différentes de la réponse *statique*; d'autre part, même pour les faibles valeurs de la fréquence de modulation, la nouvelle méthode n'est efficace que dans la mesure où le coefficient de sélectivité S de la cavité considérée est nettement supérieur à $\frac{2F_0}{\delta F_i}$ (soit 3 600 pour l'exemple choisi).

2. Considérons une ligne homogène de longueur l (*fig.* 3) court-circuitée en ses deux extrémités. Le coefficient d'atténuation des champs par unité de longueur est symbolisé par α; nous négligerons les effets de distorsion correspondant au terme ψ''.

Une source de courant d'amplitude constante

$$I_1 = I_0\, e^{j[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0 h(t)]}$$

est placée au voisinage immédiat d'un des courts-circuits.

Le courant I_2, résultant des réflexions successives,

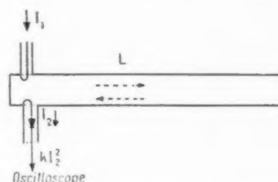


Fig. 3. — Longue ligne transformée en cavité à résonances multiples.

mesuré dans une boucle réceptrice située à proximité du même court-circuit, est proportionnel à la somme

$$I_2 = k I_0 \sum_{n=0}^{n=\infty} e^{-2n\alpha l}\, e^{j\Omega_0(t-2n\tau_0)}\, e^{j\Delta\Omega_0 h(t-2nt_0)}.$$

Soit, en négligeant le coefficient de proportionnalité k,

$$I_2 = I_0\, e^{j[\Omega_0 t + \Delta\Omega_0 h(t)]} \sum_{n=0}^{n=\infty} e^{-2n(\alpha l + j\Omega_0\tau_0)}\, e^{j\Delta\Omega_0[h(t-2nt_0)-h(t)]}.$$

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale, $h(t)$ a comme expression

$$h(t) = -\frac{1}{m}\cos mt.$$

d'où

$$j\Delta\Omega_0[h(t-2nt_0)-h(t)] = -2j\frac{\Delta\Omega_0}{m}\sin nmt_0 \sin m(t-nt_0)$$

et

$$(9)\qquad |I_2| = I_0 \left| \sum_{n=0}^{n=\infty} e^{-2n(\alpha l + j\Omega_0\tau_0)}\, e^{-2j\frac{\Delta\Omega_0}{m}\sin nmt_0 \sin m(t-nt_0)} \right|.$$

La somme ne peut être calculée que dans des cas particuliers.

2 *a*. *Premier cas*. — Supposons d'abord mt_0 très petit devant l'unité.

Lorsque l'atténuation αl est suffisamment grande, seuls les quelques premiers termes de la somme apportent une contribution appréciable et l'on peut écrire sans erreur sensible

$$\sin nmt_0 \simeq nmt_0, \qquad \sin m(t - nt_0) \simeq \sin mt;$$

d'où

$$|I_2| \simeq I_0 \left| \sum_{n=0}^{n=\infty} e^{-2n(\alpha l + j\Omega_0\tau_0 + j\Delta\Omega_0 t_0 \sin mt)} \right|,$$

$$|I_2| = \frac{I_0}{|1 - e^{-2\alpha l} e^{-2j(\Omega_0\tau_0 + \Delta\Omega_0 t_0 \sin mt)}|};$$

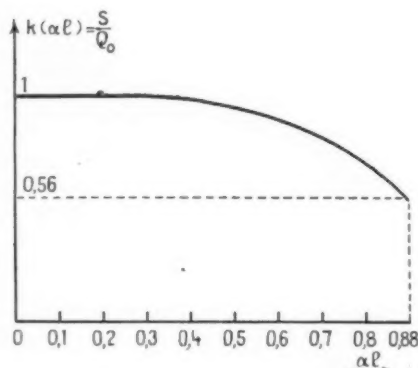


Fig. 4. — Courbe donnant, en fonction du paramètre de pertes αl, le rapport

$$k(\alpha l) = \frac{\text{sélectivité } S}{\text{surtension } Q_0}$$

(cavité à résonances multiples).

et

$$\left|\frac{I_2}{I_0}\right|^2 = \frac{e^{2\alpha l}}{4} \frac{1}{\sinh^2 \alpha l + \sin^2(\Omega_0\tau_0 + \Delta\Omega_0 t_0 \sin mt)},$$

$\left|\frac{I_2}{I_0}\right|^2$ est maximum chaque fois que

$$(\Omega_0\tau_0 + \Delta\Omega_0 t_0 \sin mt) = k\pi,$$

l'écart de fréquence δF_l entre deux résonances successives est égal à

$$\delta F_l = \frac{1}{2 t_0}.$$

On retrouve les résultats de l'analyse *statique*.

Autour de l'une des résonances, $\left|\frac{I_2}{I_0}\right|^2$ peut encore s'écrire

$$\left|\frac{I_2}{I_0}\right|^2 = \frac{e^{2\alpha l}}{4} \frac{1}{\sinh^2 \alpha l + \sin^2(2\pi t_0 \Delta F_l)}.$$

Si l'on cherche la variation ΔF_l telle que

$$\left(\frac{I_2^2}{I_0^2}\right)_{\Delta F_l} = \frac{1}{2}\left(\frac{I_2^2}{I_0^2}\right)_{\max},$$

le coefficient de sélectivité de la cavité est donné par l'égalité

$$S = \frac{F_0}{2\Delta F_l},$$

soit

$$S = \frac{\pi t_0 F_0}{\arcsin(\sinh \alpha l)}.$$

Cette définition n'a de sens que si la condition $\sinh \alpha l \leq 1$ est satisfaite.

Elle exprime le fait que les minima de $\frac{I_2^2}{I_0^2}$ doivent être inférieurs à la moitié des maxima.

Lorsque αl est très petit

$$S = Q_0 \simeq \frac{\pi t_0 F_0}{\alpha l} = \frac{\pi F_0}{\alpha c} \frac{\lambda_g}{\lambda_0}.$$

On retrouve l'expression classique de la surtension à vide d'une cavité constituée par un élément de guide court-circuité en ses deux extrémités; λ_g et λ_0 mesurent respectivement la longueur d'onde dans le guide et la longueur d'onde spatiale; cette relation suppose que l'on néglige les pertes dans les courts-circuits terminaux, simplification évidemment légitime lorsque la ligne est assez longue.

On peut écrire encore

$$S = \frac{\alpha l}{\arcsin(\sinh \alpha l)} Q_0 = k(\alpha l) Q_0.$$

Le facteur correctif $k(\alpha l)$ est donné par la courbe de la figure 4.

Dans le cas d'un guide rectangulaire *standard* 8 cm utilisé à la fréquence $F_0 = 3{,}6 . 10^9$ c : s, l'atténuation α possède les valeurs suivantes :

pour le cuivre :

$$3 . 10^{-5} \text{ nep : cm} \qquad (Q_0 = 17\,000);$$

pour l'aluminium :

$$4 . 10^{-5} \text{ nep : cm} \qquad (Q_0 = 13\,000);$$

et pour le laiton :

$$6 . 10^{-5} \text{ nep : cm} \qquad (Q_0 = 8\,500).$$

Lorsque le guide atteint une longueur de 100 m, on trouve respectivement :

$$S\,(\text{cuivre}) = 17\,000,$$
$$S\,(\text{aluminium}) = 13\,000,$$
$$S\,(\text{laiton}) = 7\,400.$$

Ces ordres de grandeur montrent que dans le cas où l'on opère sur des fréquences de modulation très basses, la transformation de la longue ligne de mesure en une cavité à résonances multiples peut favoriser un accroissement de la précision dans les essais décrits au paragraphe C.2.

2 *b*. *Deuxième cas*. — La pulsation de modulation m est élevée et le produit mt_0 a des valeurs particulières $\left(\pi \text{ ou } \frac{\pi}{2}\right)$.

2 *b*.1. Si $mt_0 = \pi$ ($f = 1$ Mc : s pour le guide de 100 m)

$$|I_2| = I_0 \left| \sum_{n=0}^{n=\infty} e^{-2n(\alpha l + j\Omega_0\tau_0)} \right| = \frac{I_0}{1 - e^{-2(\alpha l + j\Omega_0\tau_0)}}.$$

Quelle que soit la valeur de l'attenuation le courant $|I_2|$ *demeure constant dans la bande :* les courbes de résonance disparaissent.

2 *b*.2. Si $mt_0 = \frac{\pi}{2}$ ($f = 500$ kc : s), la somme (9) se décompose de la manière suivante :

$$\left|\frac{I_2}{I_0}\right| = \left| \left[1 + e^{-2\left(\alpha l + j\Omega_0\tau_0 - j\frac{\Delta\Omega_0}{m}\cos mt\right)}\right] \sum_{n=0}^{n=\infty} e^{-4n(\alpha l + j\Omega_0\tau_0)} \right|,$$

d'où, en introduisant l'indice de modulation $\beta = \frac{\Delta\Omega_0}{m}$ et en remarquant qu'au centre de la bande $\Omega_0\tau_0 = k\pi$

$$\left|\frac{I_2}{I_0}\right|^2 = \frac{e^{2\alpha l}}{\sinh^2 2\alpha l}[\sinh^2 \alpha l + \cos^2(\beta \cos mt)].$$

Les maxima ne correspondent plus à $\sin mt = 0$, il apparaît donc un décalage entre les courbes de résonances *dynamique* et *statique*, décalage qui dépend essentiellement de l'indice de modulation. A vrai dire, il devient incorrect d'employer le terme de *résonance*, puisqu'il n'existe plus de relation étroite entre la fréquence instantanée et l'amplitude du courant I_2.

2 *c*. Lorsque m a une valeur quelconque, la somme (9) définissant I_2 ne peut être calculée; néanmoins, il est possible d'établir, entre les grandeurs qui caractérisent la ligne et l'onde modulée, une relation limitative qui précise les conditions à satisfaire pour obtenir la superposition pratique des courbes de résonance *statique* et *dynamique*.

Cette relation a été déterminée par ailleurs [2]; elle s'écrit très simplement

$$4Q_0^2 \frac{f}{F_0} \frac{\Delta F_0}{F_0} \ll 1,$$

soit

$$f \ll F_0 \frac{F_0}{\Delta F_0} \frac{1}{4Q_0^2}.$$

Si

$$F_0 = 3{,}6.10^9 \text{ c : s},$$
$$\Delta F_0 = 10^6 \text{ c : s},$$
$$Q_0 = 8\,000,$$

on trouve

$$f \ll 50 \text{ kc : s}.$$

Cet exemple numérique montre bien les précautions qu'il est nécessaire d'observer dans l'utilisation d'une longue ligne comme organe essentiel d'un appareil de mesure.

E. Effets d'une longue ligne légèrement désadaptée sur un autooscillateur modulé en fréquence. Cas du klystron-reflex.

1. Généralités. — On sait que la caractéristique de modulation d'un autooscillateur dépend de la nature de la charge offerte au tube; si cette charge est constituée par une longue ligne que termine un aérien légèrement désadapté, l'impédance mesurée directement à la sortie du générateur comporte une composante réactive qui varie rapidement dans la bande de modulation. Ce phénomène peut s'accompagner d'une distorsion appréciable de la caractéristique d'accord électronique. D'autre part, si la fréquence de modulation est assez élevée, l'onde réfléchie vers le générateur et l'onde émise sont caractérisées par des fréquences instantanées différentes : il en résulte des phénomènes de synchronisation dont l'analyse générale est très délicate. L'étude simplifiée que nous allons entreprendre permet de tenir compte simultanément de ces deux sources de perturbations et d'évaluer le taux global de distorsion. Dans un but de clarification, nous particulariserons l'autooscillateur en faisant choix du klystron-reflex : nous insistons cependant sur le fait que le défaut analysé n'est pas inhérent au tube choisi *mais doit se manifester — dans l'état actuel de la technique — sur tous les générateurs d'ondes centimétriques couplés directement à de très longues lignes* [6].

2. Rappel de la théorie simplifiée du klystron-reflex. — Les caractéristiques d'oscillation d'un klystron-reflex sont aisément obtenues en écrivant que la somme de l'admittance interne équivalente au faisceau modulé et de l'admittance de charge est nulle; si on se limite à la détermination de la fréquence d'oscillation, cette équation générale se simplifie et prend la forme

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{C\Omega - \frac{1}{C'\Omega} + b}{a},$$

φ représente l'angle de transit dans l'espace réflecteur. En théorie élémentaire [3], φ s'exprime en

fonction des grandeurs relatives au tube par l'ensemble des deux égalités

$$\varphi = 2\pi\left(n - \frac{1}{4}\right) - 2\pi N,$$

$$N = 4 F s_0 \sqrt{\frac{m}{2e} E_0}\, \frac{1}{E_0 + E_r}.$$

Dans la pratique, E_0, tension d'accélération des électrons, est fixe et ce sont les variations de la tension réflecteur E_r qui permettent la modulation de fréquence.

C et $\mathcal{L}$ symbolisent respectivement la capacité et le coefficient d'auto-induction équivalents de la cavité.

b et a représentent la susceptance et la conductance de la charge extérieure, mesurées au centre du rhumbatron; on suppose, pour simplifier, que les pertes propres de la cavité sont très faibles.

Dans un cas idéal b est nul et a demeure constant dans un large domaine de fréquences; on peut écrire, en introduisant le coefficient de surtension en charge Q,

$$\operatorname{tg}\varphi = Q\left(\frac{\Omega^2}{\Omega_0^2} - 1\right)\frac{\Omega_0}{\Omega} \qquad (\Omega_0^2 \mathcal{L} C = 1).$$

Cette relation peut se transformer par introduction de la variation relative de fréquence δ; elle devient

$$(10) \qquad \operatorname{tg}\varphi \simeq 2\delta Q\left(1 - \frac{\delta}{2}\right) \simeq 2\delta Q.$$

Il est intéressant d'exprimer φ en fonction des variations relatives de la tension réflecteur E_r et de δ

$$(11) \quad \varphi = 2\pi\left[n - \frac{1}{4} - \frac{4 F_0 s_0 \sqrt{\frac{m}{2e} E_0}}{E_0 + (E_r)_0}\, \frac{1 + \delta}{1 + \frac{E_r}{E_0 + (E_r)_0}}\right]$$

$$= 2\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\frac{x - \delta}{1 + x},$$

avec

$(E_r)_0$, tension continue du réflecteur;
E_r, tension variable du réflecteur;

$$x = \frac{E_r}{E_0 + (E_r)_0}.$$

La combinaison de (10) et (11) donne

$$\operatorname{tg} 2\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\frac{x - \delta}{1 + x} = 2\delta Q.$$

Cette équation en valeurs réduites permet de déterminer la distorsion de la courbe $\delta = f(x)$ *dans le cas d'un klystron-reflex normalement chargé*; nous n'insisterons pas sur ce sujet, qui sort du cadre de l'étude actuelle.

Si b n'est pas nul et dépend de δ, l'équation reliant δ à x devient

$$\operatorname{tg} 2\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\frac{x - \delta}{1 + x} = 2\delta Q + \frac{b(\delta)}{a}.$$

Soit encore en considérant de faibles valeurs de x et de δ, *ce qui revient à négliger la distorsion normale ou électronique*,

$$(12) \quad 2\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x = 2\delta\left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right] + \frac{b(\delta)}{a}.$$

3. Admittance instantanée et accord électronique. — 3 *a. Définition de l'admittance instantanée de la longue ligne.* — L'étude des distorsions de longue ligne nécessite la connaissance du rapport $\frac{b(\delta)}{a}$ en *régime non stationnaire.*

C'est pourquoi il est utile de définir l'*admittance instantanée* vue de l'entrée de la ligne, cette définition permettant l'étude simultanée des deux effets perturbateurs signalés en E.1. A l'instant t, la tension et le courant produits par le klystron-reflex à l'entrée de la longue ligne sont égaux respectivement à

$$\mathcal{E}_0(t)\, e^{j\Omega_0 t} \quad \text{et} \quad \mathcal{I}_0(t)\, e^{j\Omega_0 t}.$$

Si la charge terminale de la ligne présente un faible coefficient de réflexion K, on peut considérer qu'à l'entrée la tension totale a comme valeur

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0(t)\, e^{j\Omega_0 t} - K\, \mathcal{E}_0(t - 2t_0)\, e^{j\Omega_0(t - 2\tau_0)}$$

et le courant

$$\mathcal{I}(t) = \mathcal{I}_0(t)\, e^{j\Omega_0 t} + K\, \mathcal{I}_0(t - 2t_0)\, e^{j\Omega_0(t - 2\tau_0)},$$

t_0 et τ_0 représentent respectivement les temps de transmission du groupe et de la phase d'une extrémité à l'autre de la ligne.

En première approximation, il est légitime de négliger les termes de réflexions successives $K^2\mathcal{E}_0(t - 4t_0)$, $K^3\mathcal{E}_0(t - 6t_0)$, ... qui correspondent à des amplitudes très faibles.

L'*admittance instantanée* à l'entrée de la ligne s'écrit

$$(13) \qquad Y(t) = \frac{\mathcal{I}_0(t) + K\, \mathcal{I}_0(t - 2t_0)\, e^{-2j\Omega_0\tau_0}}{\mathcal{E}_0(t) - K\, \mathcal{E}_0(t - 2t_0)\, e^{-2j\Omega_0\tau_0}}.$$

Il est facile de vérifier que cette définition générale de l'admittance incorpore la définition particulière valable en régime cissoïdal pur.

Dans le cas d'une onde modulée en fréquence, on peut écrire

$$\mathcal{E}_0(t) = E_0\, e^{j\Delta\Omega_0 h(t)}$$

et

$$\mathcal{I}_0(t) = I_0\, e^{j\Delta\Omega_0 h(t)}.$$

D'où, d'après (13),

$$Y(t) = Y_0 \left\{ \frac{1 + K\, e^{-2j\Omega_0\tau_0}\, e^{j\Delta\Omega_0[h(t-2t_0)-h(t)]}}{1 - K\, e^{-2j\Omega_0\tau_0}\, e^{j\Delta\Omega_0[h(t-2t_0)-h(t)]}} \right\}$$

Soit, très sensiblement si $K \ll 1$,

$$y(t) \simeq 1 - j\,2K \sin\left\{2\Omega_0\tau_0 - \Delta\Omega_0[h(t-2t_0) - h(t)]\right\},$$

$y(t)$ représentant l'admittance normalisée à celle du feeder.

3 *b. Accord électronique.* — Si l'on se réfère à la relation (12), l'équation de la courbe d'accord électronique devient

$$\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x = \left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]\frac{\Delta F_i}{F_0} - K \sin 2\pi\left\{2F_0\tau_0 - \Delta F_0[h(t-2t_0) - h(t)]\right\}$$

(ΔF_i symbolisant l'écart de fréquence instantanée).

Soit, en supposant sans nuire à la généralité de l'exposé que $4\pi F_0\tau_0 = 2k + 1$, et en écrivant $\Delta F_i = h'(t)\,\Delta F_0$

$$(14)\quad \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x = \frac{\Delta F_0}{F_0}\left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]h'(t) - K \sin 2\pi\,\Delta F_0[h(t-2t_0) - h(t)].$$

x étant une certaine fonction périodique du temps

$$x = x_0\, g'(t),$$

$h(t)$ est solution particulière de l'équation différentielle

$$(15)\quad \frac{\Delta F_0}{F_0}\left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]h'(t) - K \sin 2\pi\,\Delta F_0[h(t-2t_0) - h(t)] = \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x_0\, g'(t).$$

4. L'HYSTÉRÉSIS DE CIRCUIT. — 4 *a. Lorsque la fréquence de modulation est très faible*, on peut écrire, en première approximation,

$$h(t - 2t_0) - h(t) = -2t_0\, h'(t),$$

d'où, en introduisant dans l'équation (15) l'écart relatif instantané

$$\delta = \frac{\Delta F_i}{F_0} = \frac{\Delta F_0}{F_0}h'(t),$$

la nouvelle relation

$$(16)\quad \left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]\delta + K \sin(4\pi t_0 F_0 \delta) = \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x_0\, g'(t) = \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x.$$

δ, en fonction de x, est représenté par une courbe Γ ayant l'allure représentée sur la figure 5; Γ peut, dans certaines de ses parties, posséder une pente négative. Une telle situation est éminemment favorable à l'apparition du phénomène ***d'hystérésis de circuit*** : en effet, à une valeur donnée de x correspondent trois valeurs possibles de δ : δ_a, δ_b, δ_c; toutes les fréquences instantanées associées aux points de Γ situés sur les parties de pente négative ne peuvent être obtenues; de plus, la fréquence saute en un temps très court — qui dépend de la constante de temps de la cavité chargée — de la valeur F_1 à la valeur F_2, ou de F_3 à F_4 selon l'alternance de la tension de modulation.

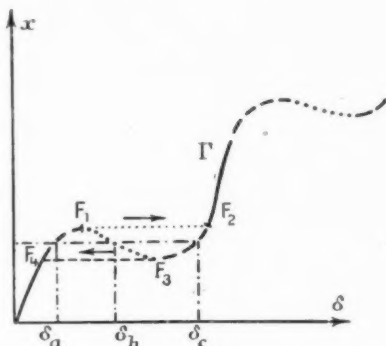


Fig. 5. — Courbe d'accord électronique perturbée par une charge à variations rapides en fonction de la fréquence.

L'hystérésis de circuit est susceptible de se manifester d'après (16), lorsque

$$(17)\quad Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right) \leq 4\pi t_0 K F_0 \cos(4\pi t_0 F_0 \delta),$$

soit à la limite, lorsque

$$(18)\quad Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right) = 4\pi t_0 F_0 K.$$

Étant donné que t_0 pour une structure de ligne déterminée et pour une fréquence F_0 fixe est proportionnel à l, l'effet de longue ligne est, en gros, fonction du produit

$$\frac{Kl}{Q}.$$

Un exemple numérique emprunté à un cas pratique montre bien les inconvénients des longues lignes : un klystron-reflex oscillant aux environs de $3{,}6.10^9$ c : s débite dans un guide rectangulaire standard de longueur égale à 30 m. Si le tube est caractérisé par un coefficient de surtension en charge $Q = 100$ et fonctionne sur l'ordre $n = 5$, l'hystérésis de circuit peut apparaître lorsque K est

supérieur à $1{,}5 \cdot 10^{-2}$, *ce qui correspond à une puissance réfléchie en l'extrémité du guide 4 000 fois plus faible que la puissance incidente* (taux d'ondes stationnaires : $\rho = 1{,}03$).

4 *b*. Remarques. — *Aspects comparés de l'hystérésis de circuit et de l'hystérésis électronique dans le cas du klystron-reflex.* — Les conditions d'apparition de l'hystérésis de circuit indiquent qu'elle se manifeste d'autant plus facilement que la surtension en charge est plus faible; les ordres d'oscillation à tension réflecteur relativement basse (*n* grand) qui correspondent à de grandes largeurs de bande d'accord électronique — donc à de petites surtensions — sont plus favorables à l'hystérésis de circuit que les ordres à tension réflecteur élevée (*n* petit).

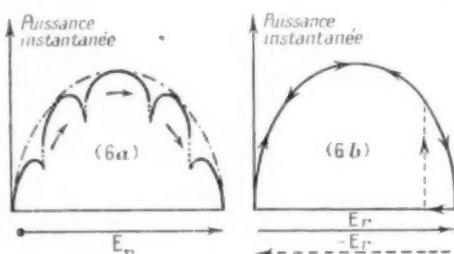


Fig. 6. — Différences entre l'hystérésis de circuit (6 *a*) (une alternance) et l'hystérésis électronique (6 *b*) (cycle complet).

C'est ce qui distingue essentiellement l'hystérésis de circuit de l'hystérésis électronique [4] (¹).

D'autre part, si la ligne est très longue, les perturbations d'hystérésis de circuit se reproduisent périodiquement, comme le prouve l'examen des relations (17) et (18), chaque fois que

$$4\pi t_0 F_0 \delta = 2k\pi$$

ou encore

$$t_0 \Delta F_i = \frac{k}{2}.$$

L'écart de fréquence δF_i entre deux perturbations voisines est égale à $\frac{1}{2t_0}$. Avec l'exemple numérique adopté plus haut

$$\delta F_i \sim 3{,}5 \text{ Mc : s};$$

si l'excursion totale $2\,\Delta F_0$ atteint 21 Mc : s, on voit apparaître sur la courbe d'accord électronique six perturbations.

(¹) On trouvera, dans l'article de Pierce cité en référence [4] une méthode d'étude de l'hystérésis de circuit, légèrement différente de celle que nous avons adoptée.

L'hystérésis électronique ne présente pas ce caractère périodique et affecte principalement les *bords* de la courbe de modulation; elle disparaît d'ailleurs lorsque la profondeur de modulation est suffisamment réduite.

La figure 6 montre très schématiquement la différence morphologique entre les deux types d'hystérésis, tels qu'on peut les observer sur un écran d'oscilloscope; il s'agit évidemment de l'hystérésis de puissance intimement liée à celle de fréquence.

5. Calcul de la distorsion de longue ligne en l'absence d'hystérésis. — 5 *a*. Lorsque le coefficient de réflexion K est inférieur à la valeur limite qui favorise l'apparition d'hystérésis, toutes les fréquences de la bande de modulation peuvent être obtenues, mais la distorsion de la caractéristique $\delta = f(x)$ demeure considérable. L'équation (15) permet le calcul approché du taux de distorsion.

Si l'on suppose $g'(t)$ sinusoïdal [$g'(t) = \sin mt$] et si l'on considère

$$K \sin 2\pi\,\Delta F_0 [h(t - 2t_0) - h(t)]$$

comme un terme correctif, la solution de (15) peut être obtenue par approximations successives. Le premier terme du développement s'écrit

$$h(t) = -\frac{1}{m}\,\frac{\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x_0}{\frac{\Delta F_0}{F_0}\left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]}\cos mt,$$

d'où la valeur du terme de distorsion

$$K \sin 2\pi\,\Delta F_0 [h(t - 2t_0) - h(t)]$$
$$= -K \sin\left[\frac{4\pi^2 F_0 t_0\left(n - \frac{1}{4}\right)x_0}{Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)}\,\frac{\sin mt_0}{mt_0}\sin m(t - t_0)\right].$$

En reportant cette valeur dans l'équation (15), il est possible de poursuivre le développement. Si l'on se borne aux deux premiers termes, on trouve sans difficulté

$$h'(t) = \frac{\pi\left(n - \frac{1}{4}\right)x_0}{\frac{\Delta F_0}{F_0}\left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]}\sin mt$$
$$- \frac{K}{\frac{\Delta F_0}{F_0}\left[Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)\right]}$$
$$\times \sin\left[\frac{4\pi^2 F_0 t_0\left(n - \frac{1}{4}\right)x_0}{Q - \pi\left(n - \frac{1}{4}\right)}\,\frac{\sin mt_0}{mt_0}\sin m(t - t_0)\right].$$

En l'absence de distorsion

$$\frac{\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)x_0}{\frac{\Delta F_0}{F_0}\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]}$$

est égal à 1.

Par conséquent, l'écart relatif entre la fréquence instantanée et F_0 s'écrit en posant $\delta_0 = \frac{\Delta F_0}{F_0}$:

$$(19)\quad \frac{\delta}{\delta_0} = \sin mt - \frac{k}{\delta_0\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]} \times \sin\left[4\pi t_0 F_0 \delta_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0}\sin m(t-t_0)\right]$$

ou encore, en utilisant les développements en séries de Fourier,

$$(20)\quad \frac{\delta}{\delta_0} = \sin mt - \frac{2k}{\delta_0\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]}J_1(u)\sin m(t-t_0) - \frac{2k}{\delta_0\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]}J_3(u)\sin 3m(t-t_0) - \frac{2k}{\delta_0\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]}J_5(u)\sin 5m(t-t_0) - \ldots$$

Expression qui permet d'évaluer le taux de distorsion non linéaire σ, en fonction des paramètres

$$\frac{2k}{\delta_0\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]} \quad\text{et}\quad u = 4\pi t_0 F_0 \delta_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0},$$

σ s'écrit

$$\sigma \sim \frac{2k}{\delta_0\left[Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]}\sqrt{\sum_{n=1}^{n=\infty} J_{2n+1}^2(u)},$$

J_{2n+1} représentant la fonction de Bessel de première espèce d'ordre $2n+1$.

De l'identité bien connue [5]

$$J_0(u+v) = J_0(u)J_0(v) - 2J_1(u)J_1(v) + 2J_2(u)J_2(v) - 2J_3(u)J_3(v) + \ldots\ldots$$

on peut déduire

$$\sqrt{\sum_{n=1}^{n=\infty} J_{2n+1}^2(u)} = \frac{1}{2}\sqrt{1-J_0(2u)-4J_1^2(u)},$$

d'où

$$(21)\quad \sigma \sim \frac{k}{\delta_0}\,\frac{1}{Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)}\sqrt{1-J_0(2u)-4J_1^2(u)}.$$

si mt_0 est très petit devant l'unité, la quantité u prend la valeur $4\pi t_0 F_0 \delta_0$; lorsque celle-ci est suffisamment grande, σ s'écrit en première approximation

$$\sigma \simeq \frac{k}{\delta_0}\,\frac{1}{Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right)}.$$

5 *b*. Un exemple numérique précisera les ordres de grandeur.

Prenons

$$F_0 = 3{,}6.10^9 \text{ c : s}, \qquad 2\Delta F_0 = 18.10^6 \text{ c : s},$$
$$Q-\pi\left(n-\frac{1}{4}\right) = 80, \qquad f = \frac{m}{2\pi} = 10^5 \text{ c : s},$$
$$t_0 = 1{,}4.10^{-7} \text{ s}, \qquad k = 10^{-2}.$$

On trouve

$$u = 4\pi t_0 F_0 \delta_0 \frac{\sin mt_0}{mt_0} \simeq 15 \qquad\text{et}\qquad \sigma \simeq 5\ \%.$$

La distorsion de longue ligne pour un coefficient de réflexion en puissance de l'ordre de 10^{-4} est donc considérable; les expériences effectuées par H. Familier avec des éléments répondant aux caractéristiques choisies dans cet exemple, confirment entièrement les prévisions théoriques.

5 *c*. L'expression (20), qui donne la décomposition du spectre de distorsion, indique que les amplitudes relatives des différents harmoniques dépendent essentiellement de m, lorsque mt_0 devient assez grand. D'autre part, l'examen de (19), (20) ou (21) montre que σ diminue lorsque mt_0 s'approche de π; pour cette valeur particulière σ devient nul. Ce résultat peut paraître paradoxal; mais, en fait, un retour vers l'expression de l'admittance offerte au klystron montre que, dans ce cas,

$$Y(t) = Y_0\frac{1+k\,e^{-2j\Omega_0\tau_0}}{1-k\,e^{-2j\Omega_0\tau_0}},$$

$Y(t)$ est complètement indépendante de la fréquence instantanée et *conserve une valeur constante dans la bande.*

Si l'on reprend les ordres de grandeur adoptés plus haut, une telle situation correspond à une valeur de f égale à 3,5 Mc : s.

5 *d*. Lorsque la fréquence de modulation est suffisamment faible, un détail de l'allure des courbes obtenues après discrimination du signal modulé s'explique bien à l'aide de la théorie précédente.

Ces courbes sont aplaties aux sommets (*fig.* 7), c'est-à-dire dans les zones où la fréquence varie très lentement en l'absence de distorsion; la perturbation apportée par la longue ligne est donc prépondérante

et comme sa variation en fonction du temps est beaucoup plus rapide que celle du signal utile, les sommets sont nettement déformés; cette déformation, dans son allure générale est, comme le montrent les calculs esquissés dans les paragraphes précédents, pratiquement indépendante de la fréquence de modulation aussi longtemps que $2\pi f t_0$ reste inférieur à $\frac{\pi}{4}$ (soit $f < 1$ Mc : s, pour l'exemple numérique adopté ici).

5 *e*. Il est intéressant de comparer l'effet de longue ligne, qui fait l'objet de ce paragraphe, à celui que nous avons étudié en B. Dans le cas actuel, la distorsion est pratiquement indépendante de la dispersion du feeder, elle croît lorsque la profondeur de modulation diminue et décroît très sensiblement pour les fortes valeurs de f; *les propositions contraires* s'appliquent rigoureusement au cas étudié en B.

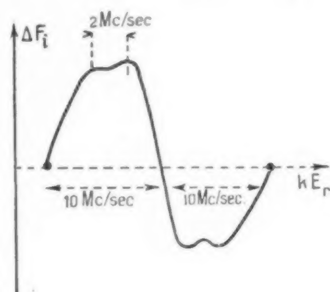


Fig. 7. — Allure d'une courbe de modulation déformée par la distorsion de longue ligne, observée à la sortie d'un discriminateur.

Remarquons encore que les ordres de grandeur sont très différents : pratiquement seules les perturbations qu'apporte la longue ligne au fonctionnement du générateur qui lui est directement couplé seront à considérer.

F. Procédés de correction des effets de longue ligne.

1. Emploi de circuits passifs compensateurs. — 1 *a*. L'analyse que nous venons de développer montre que les deux paramètres qui caractérisent la longue ligne sont K et t_0.

Il est très difficile de réduire K, et plus difficile encore de lui conserver une valeur constante sur un grand intervalle de temps; aussi toutes les méthodes de correction basées sur l'emploi d'un circuit compensateur dont les propriétés dépendent de K s'avèrent-elles inefficaces. On peut, par exemple, songer à introduire, à l'entrée de la longue ligne, une susceptance $jb'(\delta)$ qui, en fonction de la fréquence et dans la bande utile, varie en sens inverse de celle du feeder; une telle susceptance ne peut être réalisée qu'à l'aide d'une longue ligne annexe terminée par une charge de coefficient de réflexion K et dont la longueur électrique équivalente l' est liée à l par l'égalité

$$l' = l \pm \frac{\lambda_0}{4}; \tag{22}$$

on conçoit les inconvénients d'un tel système : la moitié de la puissance est dissipée inutilement dans le circuit correcteur dont l'encombrement peut être excessif, même si l'on utilise une ligne annexe à faible vitesse de phase; d'autre part, les dilatations thermiques différentes pour les deux lignes ne permettent pas de satisfaire à tout instant la condition (22).

1 *b*. On peut songer encore, en sacrifiant une grosse partie de la puissance disponible au niveau de l'aérien, à introduire une atténuation répartie tout au long de la ligne ou localisée à la sortie du générateur; l'atténuation en puissance étant égale à A décibels, tout se passe en première analyse comme si le coefficient de réflexion K à l'entrée de la ligne était devenu $K \times 10^{-\frac{A}{10}}$: l'exemple numérique choisi au paragraphe E montre qu'à un coefficient $K = 10^{-2}$ correspond un taux de distorsion τ de l'ordre de 5 % : c'est donc une atténuation de 10 db qu'il est nécessaire d'incorporer au feeder si l'on veut réduire τ à une valeur acceptable de 0,5 %.

1 *c*. *Correction à l'aide d'un déphaseur pur.* — 1 *c*. 1. Supposons que l'on introduise entre la longue ligne et le klystron une *ligne artificielle* de même impédance caractéristique que le feeder et caractérisée par une loi de phase

$$\varphi = \varphi(\Omega_0) + 2\pi\varphi'(\Omega_0)\Delta F.$$

L'admittance $a + jb$ vue du klystron s'écrit alors

$$a + jb = 1 - j2K\sin 2(\psi + \varphi),$$

soit si

$$\varphi(\Omega_0) + \psi(\Omega_0) = (2k+1)\pi,$$
$$b = K\sin[4\pi(\psi'_0 + \varphi'_0)\Delta F].$$

On peut déterminer les caractéristiques de la ligne artificielle de telle manière que dans la bande utile

$$\psi'_0(\Omega_0) + \varphi'_0(\Omega_0) = 0.$$

L'effet de longue ligne, tout au moins pour une basse

fréquence de modulation, est compensé et ceci *quel que soit K*.

Il est facile de montrer que le même dispositif permet de supprimer l'effet de retard entre l'onde incidente et l'onde réfléchie lorsque la fréquence de modulation croît.

Reprenons, en effet, l'expression (1) donnant la décomposition d'une onde modulée en fréquence

$$U_e = U_0 \sum_{n=-n_0}^{n=n_0} e^{j\Omega_0 t}\, a_n\, e^{j(nmt-\varphi_n)}.$$

Lorsque ce signal traverse l'ensemble du déphaseur pur et de la ligne de charge, il est transformé à la sortie en

$$U_s = U_0\, e^{j\Omega_0\left(t-\frac{\psi_0+\varphi_0}{\Omega_0}\right)} \sum_{n=-n_0}^{n=n_0} a_n\, e^{j[nm(t-\psi'_0-\varphi'_0)-\varphi_n]}.$$

Si $\psi'_0 + \varphi'_0 = 0$ dans une bande de fréquence égale à $\frac{2n_0 m}{2\pi}$ (soit pratiquement $2\Delta F_0$) U_s peut s'écrire

$$U_s = U_0\, e^{j[\Omega_0(t-\tau'_0)]} \sum_{n=-n_0}^{n=+n_0} a_n\, e^{j(nmt-\varphi_n)},$$

soit

$$U_s = U_0\, e^{j[\Omega_0(t-\tau'_0)+\Delta\Omega_0 h(t)]}.$$

La pulsation instantanée à l'instant t est alors la même à l'entrée qu'à la sortie.

Si une fraction K du champ est réfléchie, on trouve, au temps t, à l'entrée

$$U_t = U_0\, e^{j\Delta\Omega_0 h(t)}\,[e^{j\Omega_0 t} - K\, e^{j\Omega_0(t-2\tau'_0)}]$$
$$= U_0\, e^{j[\Omega_0 t+\Delta\Omega_0 h(t)]}\,(1 - K\, e^{-2j\Omega_0\tau'_0}).$$

La pulsation instantanée est bien égale à

$$\Omega_0 + \Delta\Omega_0\, h'(t).$$

Le même calcul effectué à propos du courant montre que l'admittance instantanée

$$Y_t = \frac{I_t}{U_t} = Y_0\,\frac{1 + K\, e^{-2j\Omega_0\tau'_0}}{1 - K\, e^{-2j\Omega_0\tau'_0}}$$

est indépendante de la fréquence dans la bande à transmettre.

Réalisation du déphaseur pur. — Pour une largeur de modulation égale à $2\Delta F_0$, le déphasage total dans la bande s'écrit

$$\Delta\psi = 4\pi\,\Delta F_0\,\frac{l}{c}\,\frac{\lambda_g}{\lambda_0};$$

si

$$l = 3.10^3 \text{ cm},$$

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_0} = \sqrt{2}, \quad \text{et} \quad \Delta F_0 = 10^7 \text{ c : s},$$

on trouve

$$\Delta\psi = 5{,}6\,\pi.$$

La ligne artificielle, dans la même bande, doit permettre une variation de phase comprise entre $\varphi_0 + 5{,}6\,\pi$ et φ_0, le déphasage décroissant lorsque la fréquence augmente.

On connaît un certain nombre de lignes artificielles utilisées dans les techniques basses ou moyennes fréquences et qui dérivent toutes du circuit en treillis.

Considérons par exemple le *schéma de Cauer*.

Le transformateur T est un transformateur parfait de rapport — 1 ; Z_1 et Z_2 sont des réactances pures.

Les équations du quadripôle s'écrivent

$$U_e = I_e\,\frac{Z_1+Z_2}{2} + I_s\,\frac{Z_2-Z_1}{2},$$
$$-U_s = I_e\,\frac{Z_2-Z_1}{2} + I_s\,\frac{Z_1+Z_2}{2}.$$

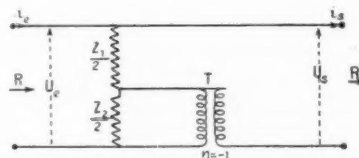


Fig. 8. — Circuit de Cauer.

Si Z_1 et Z_2 sont liées par la relation $Z_1 Z_2 = R^2$, où R mesure l'impédance itérative du système, on peut écrire

$$\frac{U_e}{U_s} = \frac{\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}+1}{\sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}-1} = \frac{\frac{Z_1}{R}+1}{\frac{Z_1}{R}-1},$$

soit, si $\frac{Z_1}{R} = j\,\mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2}$,

$$\frac{U_e}{U_s} = -\,e^{j\varphi}.$$

Le système est donc un déphaseur pur et selon le sens de variation de Z_1 avec la fréquence, le déphasage peut croître de zéro à π ou décroître de π à zéro, lorsque la fréquence augmente.

1 *c*.2. La réalisation d'une ligne artificielle hyperfréquence donne lieu aux remarques suivantes :

Le déphasage par cellule est égal à π ; c'est donc six cellules du même type que l'on devrait placer en cascade pour obtenir un déphasage de l'ordre de grandeur de $6\,\pi$.

Mais, dans les dispositifs *hyperfréquences*, le transformateur de rapport (— 1) est remplacé par une

ligne de longueur $(2n+1)\frac{\lambda}{2}$; on peut donc obtenir des déphasages maxima égaux à π, 3π, 5π, ... avec une seule cellule.

Z_1 et Z_2 sont des réactances *inverses*. Pour une extrémité de la bande à transmettre, Z_1 doit être nul et Z_2 infini; pour l'autre extrémité, Z_2 devient nul et Z_1 infini. Si le déphaseur doit fonctionner dans une bande étroite, Z_1 et Z_2 sont des réactances sélectives; Z_1 étant conforme au schéma de la figure 9, Z_2 est constitué selon la représentation de la figure 10.

En ondes très courtes, la réalisation de deux impédances inverses est simplifiée grâce aux propriétés transformatrices des lignes quart d'onde : deux éléments semblables vus à travers des éléments de ligne dont les longueurs diffèrent de $\frac{\lambda}{4}$ offrent des impédances réduites z_1 et $\frac{1}{z_1}$.

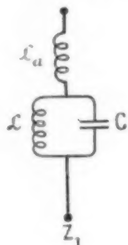


Fig. 9.

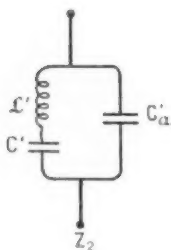


Fig. 10.

Fig. 9 et 10. — Réalisation basse-fréquence de Z_1 et Z_2 :

$$\frac{\mathcal{L}_a}{C'_a} = R^2, \quad \frac{\mathcal{L}}{C'} = R^2, \quad \frac{\mathcal{L}'}{C} = R^2.$$

Considérons par exemple la cavité de la figure 11, couplée fortement par sonde au champ électrique d'un guide rectangulaire H_{01}. Si la boucle *b* est de dimensions suffisantes, l'impédance parallèle ramenée dans le guide peut être exactement représentée par le schéma de la figure 9; l'écart entre fréquence de résonance et fréquence d'antirésonance est amené à la valeur correcte en agissant simultanément sur les dimensions de la boucle *b* et sur le couplage entre *b* et la cavité, la fréquence moyenne de la bande peut

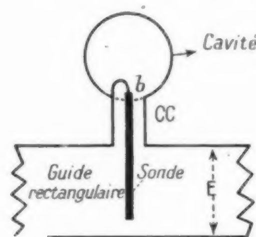


Fig. 11. — Réalisation *hyperfréquence* de Z_1 et Z_2.

être déterminée en jouant sur l'accord de la cavité; on suppose la surtension de la cavité suffisamment élevée pour que les pertes ne jouent aucun rôle.

L'impédance $\frac{1}{z_1}$ est facilement réalisée en augmentant le coaxial *cc* d'une longueur égale à $\frac{\lambda}{4}$.

Nous avons fréquemment fait allusion dans les alinéas précédents à des longueurs proportionnelles à λ, il s'agit évidemment de la longueur d'onde moyenne; une longueur de $n\lambda$, par exemple, correspond à une variation de phase dans la bande égale à $\pm 2n\pi\frac{\Delta F_0}{F_0}$. Si $n = \frac{5}{2}$ et $\frac{\Delta F_0}{F_0} = \frac{1}{200}$, le déphasage supplémentaire introduit entre les fréquences extrêmes est de l'ordre de $\frac{\pi}{40}$; une valeur aussi faible ne peut perturber le déphasage essentiel qui correspond dans le cas actuel à un angle total de 5π.

Pratiquement, on peut utiliser comme *ossature* du déphaseur deux guides en parallèle d'impédance caractéristique moitié de celle du guide principal (*fig.* 12); les longueurs des deux dérivations doivent être des multiples impairs de $\frac{\lambda}{2}$.

Par raison de sécurité, il convient de prendre, pour le déphaseur, une largeur de bande double de

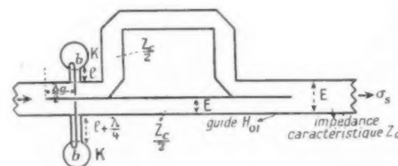


Fig. 12. — Déphaseur sélectif *hyperfréquence*.

celle que l'on doit corriger; dans ces conditions, si le déphasage à compenser est égal à $(2n+1)\pi$ pour la bande ΔF, il devient sensiblement $(4n+1)\pi$

pour la bande $2\,\Delta F$; la différence de longueur ΔL entre les deux dérivations atteint $(4n+1)\frac{\lambda_m}{2}$.
Si $n = 3$,

$$\Delta L = 6{,}5\,\lambda_m.$$

Du point de vue pratique, la réalisation et la mise au point de la ligne artificielle sommairement décrite dans les paragraphes précédents sont extrêmement délicates et l'efficacité du système dépend en grande partie du soin apporté à la construction; d'autre part, l'exposé des principes montre que le domaine d'utilisation est relativement étroit.

2. Correcteurs électroniques. — La distorsion *normale* ou *électronique* d'un klystron-reflex, autrement dit celle qui affecte le signal modulé disponible dans une charge indépendante de la fréquence, peut être assez facilement réduite grâce à un dispositif de contre-réaction : une fraction de la puissance émise prélevée directement à la sortie du tube est appliquée après écrêtage à un discriminateur; la tension détectée et amplifiée est injectée dans des conditions de phase convenables, en série avec la tension qui module le réflecteur.

Un tel système de *compression* de fréquence peut *a priori* sembler inefficace lorsqu'on l'applique à la correction des effets de longues lignes, étant donné que le signal réinjecté dans le réflecteur est affecté d'une déformation dont l'origine est pratiquement indépendante des caractéristiques électroniques du tube. En fait, il existe de grandes analogies entre la *compression de fréquence* et la contre-réaction classique utilisée en basse fréquence : or, on sait que celle-ci permet, dans certaines limites, de réduire toutes les distorsions non linéaires, aussi bien celles qui trouvent leur source dans la courbure des caractéristiques du tube que celles qui sont liées à la saturation du transformateur de sortie.

Les essais systématiques permettant de juger de l'efficacité d'une chaîne de compression de fréquence utilisée en vue de réduire la distorsion de longue ligne, n'ont pas encore été entrepris; un examen élémentaire montre bien les écueils que l'on peut rencontrer au cours de la mise au point; en dehors de la nécessité d'écrêter à un niveau très bas le signal qui attaque le discriminateur et de la réalisation délicate des étages destinés à l'amplification de la tension détectée, la difficulté essentielle réside dans les faits suivants : à largeur de bande égale la réduction dans un certain rapport du taux de distorsion a comme contre-partie l'augmentation dans le même rapport de la tension de modulation appliquée au réflecteur; si l'on se réfère aux ordres de grandeur cités plus haut (§ E), les valeurs de τ sont souvent de l'ordre de 5 %; la réduction à une valeur acceptable, par exemple 1 %, nécessite donc, en principe, une tension de modulation cinq fois plus élevée que celle qui est normalement nécessaire pour obtenir la même excursion totale de fréquence; or, la bande d'accord électronique du klystron-reflex étant naturellement limitée, l'application de tensions aussi grandes peut s'accompagner d'un arrêt des oscillations pendant une fraction de la période de modulation : la réduction du taux de distorsion est donc limitée par l'apparition de ce phénomène inhérent aux propriétés du klystron-reflex.

3. Emploi d'un étage séparateur. — La solution la plus convenable pour éviter les effets du couplage entre une longue ligne et un klystron-reflex consiste en l'insertion, entre ces deux organes, d'un amplificateur — ou plus précisément d'un séparateur — qui réduit considérablement les réactions nuisibles; cet amplificateur doit, en outre, posséder certaines qualités propres : rapport signal/bruit élevé, bande passante assez large, faible distorsion de phase; cette dernière exigence est importante puisque la dispersion du temps de retard entre la sortie et l'entrée de l'amplificateur peut s'accompagner d'une distorsion de fréquence appréciable lorsque la fréquence de modulation est élevée [1]; on retrouve là un phénomène comparable à celui que nous avons étudié au paragraphe B. Les tubes à propagation d'ondes semblent satisfaire à toutes les exigences précitées.

G. Aperçu sur les procédés de mesure des distorsions non linéaires.

1. Le procédé décrit aux paragraphes C et D fait appel aux propriétés d'une longue ligne auxiliaire; sur le plan pratique, il présente quelques inconvénients : la ligne doit être parfaitement homogène et d'autant plus longue que l'on désire déterminer la courbe d'accord électronique avec une plus grande précision. Cette dernière exigence prend toute sa valeur si l'on considère les perturbations d'un long feeder sur un autooscillateur; en effet, dans ce cas, comme nous l'avons déjà vu au paragraphe E, la courbe de modulation est affectée de perturbations très rapprochées, autrement dit le spectre de distorsion est riche en harmoniques élevés de la fréquence de modulation f qui échappent à l'analyse expérimentale si la ligne auxiliaire est trop courte; les exemples numériques choisis au cours de cet exposé prouvent que l'expérimentateur

est souvent contraint d'employer une ligne de mesure longue d'environ 100 m pour une fréquence centrale de l'ordre de 3 000 Mc : s.

Remarquons encore que les résultats deviennent difficiles à interpréter lorsque la fréquence de modulation f est très élevée. Enfin, la longue ligne doit être largement découplée par rapport à la source étudiée, si l'on veut éviter les réactions susceptibles de produire des perturbations comparables à celles que l'on désire précisément mesurer.

2. Toutes ces insuffisances expliquent pourquoi l'on préfère réserver l'emploi de la longue ligne auxiliaire L_2 qui, bien construite, constitue une *excellente référence de linéarité* à l'étalonnage de

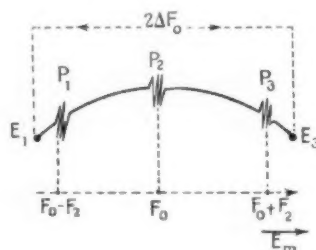


Fig. 13. — Courbe obtenue sur l'écran de l'oscilloscope par la méthode du triple battement.

dispositifs de mesure secondaires dont la réalisation est plus aisée.

On peut faire appel à un *ensemble limiteur-discriminateur* dont la linéarité est contrôlée dans des essais préliminaires par comparaison à la ligne L_2; au cours de ce *tarage*, le signal étudié, envoyé simultanément dans les deux organes de mesures, est fourni par un klystron-reflex que charge une impédance convenable, indépendante de la fréquence : seule subsiste la distorsion *normale* relativement faible constituée presque uniquement par le second harmonique ($3f$) de la fréquence f; le tracé assez précis d'une telle courbe de modulation ne nécessite plus une ligne L_2 aussi longue que dans le cas général.

Le signal sortant du discriminateur est examiné à l'aide, soit d'un analyseur harmonique, soit d'un *distortiomètre*, de types classiques : la méthode permet de mesurer uniquement le taux global de distorsion; elle ne peut, comme la précédente, fournir un tracé point par point de la courbe de modulation.

3. Un procédé de mesure susceptible de donner une excellente précision *pour les très faibles fréquences de modulation* f est le suivant : on mélange dans un cristal : le signal à étudier, un signal à fréquence fixe F_1 voisine de F_0 et un signal de moyenne fréquence réglable F_2; le produit de mélange est appliqué à l'entrée d'un amplificateur basse fréquence de largeur de bande B. Chaque fois que la fréquence instantanée

$$F_0 + \Delta F_i - F_1 \pm F_2$$

entre dans la bande B, il apparaît un bref signal à la sortie de l'amplificateur.

Les phénomènes examinés à l'oscilloscope se présentent comme le montre la figure 13.

Si toute l'image correspond à une variation de fréquence $2\,\Delta F_0$, la largeur relative de chacune des perturbations indicatrices de fréquence est égale à $\frac{B}{\Delta F_0}$; une bonne précision de lecture exige que $\frac{B}{\Delta F_0}$ demeure inférieur à environ 1/200e.

Si $\Delta F_0 = 0{,}5$ Mc : s,

$$B = 2\,500 \text{ c : s.}$$

D'autre part, f doit comprendre un grand nombre d'oscillations de fréquence B (autrement dit $f \gg B$) : d'où la limitation précisée dès le début. Sous cette réserve la mesure des distorsions se fera aisément en amenant les perturbations P_1 et P_3 en coïncidence avec les extrémités E_1 et E_3 de l'image : il suffit, à cet effet, de modifier la fréquence F_2 fournie par un générateur étalonné.

II. Quelques causes supplémentaires de distorsion des longues lignes.

1. Nous avons, jusqu'à présent, considéré de longues lignes parfaitement *homogènes*; il s'agit là de circuits idéaux dont les lignes réelles se rapprochent plus ou moins : en effet, dans la pratique,

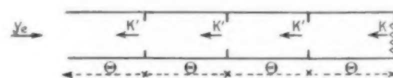


Fig. 14. — Effet perturbateur des réflexions parasites réparties sur une longue ligne.

un long feeder est nécessairement constitué par un assemblage de tronçons que l'on peut supposer égaux en première analyse; mais chaque jonction provoque une légère réflexion que caractérise un coefficient K' ($|K'| \ll 1$).

Si l'on représente par K le faible coefficient de réflexion lié à l'impédance terminale et par θ le déphasage correspondant à chaque tronçon (*fig.* 14), on trouve successivement :

au niveau de la première jonction,

$$K_1 \simeq K\,e^{-2j\theta} + K';$$

au niveau de la seconde,

$$K_2 \simeq (K\, e^{-2j\theta} + K')\, e^{-2j\theta} + K';$$

et au niveau de la $n^{\text{ième}}$,

$$K_n \simeq K\, e^{-2nj\theta} + K' \sum_{p=0}^{p=n-1} e^{-2jp\theta}.$$

Le coefficient de réflexion à l'entrée de la longue ligne a donc comme expression

$$(23) \qquad K_e = K_n \simeq K\, e^{-2nj\theta} + K'\, e^{-j(n-1)\theta} \frac{\sin n\theta}{\sin\theta},$$

où n représente le nombre de tronçons.

Si K et K' sont suffisamment petits, l'admittance d'entrée, *normalisée* à celle de la ligne, s'écrit approximativement

$$y_e \simeq 1 + 2K\, e^{-2nj\theta} + 2K'\, e^{-j(n-1)\theta} \frac{\sin n\theta}{\sin\theta}.$$

K' n'est pas nécessairement une quantité réelle et, d'une façon générale, on doit poser

$$K' = K'_0\, e^{-j\mu},$$

μ et K'_0 dépendant de la nature de la jonction et, éventuellement, de la fréquence. Dans ces conditions, y_e s'écrit

$$\begin{aligned} y_e = a + jb = 1 &+ 2K \cos 2n\theta \\ &+ 2K'_0 \left[\cos(\mu + n\theta)\frac{\sin n\theta}{\operatorname{tg}\theta} + \sin(\mu + n\theta)\sin n\theta\right] \\ &- j\left[2K \sin 2n\theta - 2K'_0 \cos(\mu + n\theta)\sin n\theta + 2K'_0 \sin(\mu + n\theta)\frac{\sin n\theta}{\operatorname{tg}\theta}\right]. \end{aligned}$$

Considérons, dans l'expression de la susceptance b, le terme

$$p = 2K'_0 \sin(\mu + n\theta)\frac{\sin n\theta}{\operatorname{tg}\theta},$$

il est maximum en valeur absolue chaque fois qu'entre θ et μ existe la relation

$$\frac{n}{2}\sin 2\theta = \frac{\sin(\mu + n\theta)\sin n\theta}{\sin(\mu + 2n\theta)}$$

et devient alors

$$p_M = 2nK_0 \sin(\mu + 2n\theta)\cos^2\theta.$$

Lorsque θ est voisin d'un multiple de π, p peut atteindre des valeurs élevées, de l'ordre de $2nK'_0$; si, au contraire, θ correspond à un multiple impair de $\frac{\pi}{2}$, p est nul.

2. Examinons chacun de ces deux cas.

Dans la bande à transmettre θ ne demeure pas constant et peut s'écrire, avec les notations déjà adoptées,

$$\theta = \frac{\psi(\Omega_0)}{n} + \Delta\Omega\frac{t_0}{n},$$

d'où

$$\begin{aligned} p = 2nK'_0 &\sin\left[\mu + 2\psi(\Omega_0) + \frac{2\Delta\Omega}{\Omega_0}\Omega_0 t_0\right] \\ &\times \cos^2\left[\frac{\psi(\Omega_0)}{n} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\frac{\Omega_0 t_0}{n}\right]. \end{aligned}$$

2 *a*. Lorsque $\theta(\Omega_0) = \frac{\psi(\Omega_0)}{n} = k\pi$,

$$p = 2nK'_0 \sin\left(\mu + \frac{2\Delta\Omega}{\Omega_0}\Omega_0 t_0\right)\cos^2\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\frac{\Omega_0 t_0}{n}\right),$$

soit, si n est assez élevé et la bande suffisamment étroite,

$$p = 2nK'_0 \sin\left(\mu + \frac{2\Delta\Omega}{\Omega_0}\Omega_0 t_0\right).$$

On voit donc que dans la bande de modulation, la susceptance perturbatrice p peut varier de

$$-2nK'_0 \quad \text{à} \quad +2nK'_0,$$

soit, avec des ordres de grandeur courants ($n = 50$ et $K'_0 = 10^{-3}$),

$$-0{,}1 < p < 0{,}1.$$

La susceptance correspondant au terme K, uniquement considérée dans l'ensemble de notre exposé, est donc complètement négligeable devant celle qui est introduite par les réflexions sur les joints.

2 *b*. Lorsque $\theta(\Omega_0) = \frac{\psi(\Omega_0)}{n} = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$,

$$p = 2K'_0 \sin[\mu + \psi(\Omega)]\sin\psi(\Omega)\operatorname{tg}\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega_0}\frac{\Omega_0 t_0}{n}\right).$$

Soit, en première approximation,

$$p \simeq 2K'_0 \frac{\Delta\Omega\, t_0}{n}\sin[\mu + \psi(\Omega)]\sin\psi(\Omega).$$

Si

$$\begin{aligned} (\Delta\Omega)_0 &= 2\pi.10^7 \text{ rad : s}, \\ t_0 &= \sqrt{2}.10^{-7} \text{ s}, \\ n &= 50, \\ K'_0 &= 10^{-3}, \end{aligned}$$

on trouve

$$\frac{2K'_0\, \Delta\Omega_0\, t_0}{n} < 4.10^{-4}.$$

Dans l'expression de la susceptance d'entrée, p demeure négligeable devant le terme principal correspondant à $2K$.

Cette courte analyse montre le danger de constituer une longue ligne par un assemblage d'éléments dont la longueur est voisine d'un multiple de $\frac{\lambda_{m\ ven}}{2}$.

3. Un tel choix, non seulement aggrave les effets nuisibles étudiés au paragraphe E, mais encore est susceptible d'accroître la dispersion, source supplémentaire de distorsion lorsque la fréquence de modulation est élevée (§ B).

Considérons en effet la constante de transfert γ du quadripôle représenté par la longue ligne : U_s et U_e symbolisant les tensions à l'entrée et à la sortie, on peut écrire

$$\gamma = \frac{U_s}{U_e} = e^{-jn\theta}(1 - K_e).$$

soit, en vertu de (23),

$$\gamma \simeq e^{-jn\theta}\left[1 - K\,e^{-2nj\theta} - K'\,e^{-j(n-1)\theta}\frac{\sin n\theta}{\sin\theta}\right].$$

Soit encore en supposant $K = 0$ et $K' = K'_0 e^{-j\mu}$,

$$\gamma \simeq e^{-K'_0\cos[(n-1)\theta+\mu]\frac{\sin n\theta}{\sin\theta}}\,e^{-j\left\{n\theta - K'_0\sin[(n-1)\theta+\mu]\frac{\sin n\theta}{\sin\theta}\right\}}.$$

Le déphasage φ entre l'entrée et la sortie est donc donné par la relation

$$\varphi = n\theta - K'_0\sin[(n-1)\theta + \mu]\frac{\sin n\theta}{\sin\theta}$$
$$= n\theta + K'_0\cos(n\theta+\mu)\sin n\theta - K'_0\frac{\sin(n\theta-\mu)\sin n\theta}{\operatorname{tg}\theta},$$

$n\theta = \psi$ mesure le déphasage normal de la ligne non perturbée, d'où une nouvelle expression de φ

$$\varphi = \psi + K'_0\cos(\mu+\psi)\sin\psi - K'_0\frac{\sin(\mu-\psi)\sin\psi}{\operatorname{tg}\frac{\psi}{n}}.$$

D'autre part,

$$\psi = \psi_0 + \Delta\Omega\,t_0 \qquad \text{et} \qquad \frac{\psi}{n} = \frac{\psi_0}{n} + \Delta\Omega\frac{t_0}{n}.$$

4 *a. Si* $\frac{\psi_0}{n}$ *est un multiple impair de* $\frac{\pi}{2}$,

$$\varphi \sim \psi_0 + \Delta\Omega\,t_0 + K'_0\cos(\mu+\Delta\Omega\,t_0)\sin(\Delta\Omega\,t_0)$$
$$- \frac{K'_0}{n}\sin(\mu+\Delta\Omega\,t_0)\sin(\Delta\Omega\,t_0)\,\Delta\Omega\,t_0.$$

Soit pratiquement

$$\varphi \sim \psi_0 + \Delta\Omega\,t_0 - K'_0\cos(\mu+\Delta\Omega\,t_0)\sin(\Delta\Omega\,t_0).$$

Le temps de transmission du groupe t' s'écrit

$$t' = \frac{d\varphi}{d(\Delta\Omega)} = t_0[1 + K'_0\cos(\mu + 2\,\Delta\Omega\,t_0)].$$

Dans la bande de modulation la variation maximum de t' est égale à

$$\Delta t' = 2\,t_0\,K'_0.$$

En vertu de la relation générale établie au paragraphe B, la distorsion de fréquence due au terme de dispersion est égale à

$$\tau = \frac{\pi}{2}\,f\,\Delta t',$$

soit ici

$$\tau = \pi\,f\,t_0\,K'_0.$$

Si

$$t_0 = \sqrt{2}\,.\,10^{-7}\ \text{s},$$
$$K'_0 = 10^{-2},$$
$$f = 10^6\ \text{c : s},$$

on trouve $\tau = 0{,}5\ \%$; il s'agit là d'une distorsion non négligeable correspondant pourtant à la longueur la plus favorable de chaque tronçon de ligne.

4 *b*. La situation s'aggrave évidemment lorsque $\frac{\varphi_0}{n}$ est voisin d'un multiple de π.

Dans ce cas, si l'on suppose, en outre, $\mu = -\frac{\pi}{2}$,

$$\varphi = \psi_0 + \Delta\Omega\,t_0 - n\,K'_0\frac{\sin 2\,\Delta\Omega\,t_0}{2\,\Delta\Omega\,t_0}.$$

Le temps de transmission du groupe s'écrit

$$t' = \frac{d\varphi}{d(\Delta\Omega)} = t_0\left\{1 - 2\,n\,K'_0\left[\frac{\cos 2\,\Delta\Omega\,t_0}{2\,\Delta\Omega\,t_0} - \frac{\sin 2\,\Delta\Omega\,t_0}{(2\,\Delta\Omega\,t_0)^2}\right]\right\}.$$

Dans la bande de modulation le terme

$$\frac{\cos(2\,\Delta\Omega\,t_0)}{2\,\Delta\Omega\,t_0} - \frac{\sin(2\,\Delta\Omega\,t_0)}{(2\,\Delta\Omega\,t_0)^2}$$

peut atteindre les limites extrêmes

$$-\left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \quad \text{et} \quad +\left(\frac{2}{\pi}\right)^2,$$

soit une variation maximum du temps de transmission

$$\Delta t' = 4\,n\,K'_0\left(\frac{2}{\pi}\right)^2 t_0.$$

En appliquant la relation établie au paragraphe B, on trouve

$$\tau = \frac{\pi}{2}\,f\,\Delta t' = \frac{8}{\pi}\,n\,K'_0\,t_0\,f.$$

Prenons

$$n = 50,$$
$$t_0 = \sqrt{2}\,.\,10^{-7}\ \text{s},$$
$$f = 10^6\ \text{c : s},$$
$$K'_0 = 10^{-3},$$

τ atteint une valeur voisine de 2 % pour un coefficient K'_0 remarquablement faible et constant dans la bande; on conçoit aisément que la distorsion croît si cette dernière condition n'est pas remplie.

I. Conclusion.

L'emploi des longues lignes parfaitement homogènes, dans la transmission d'une onde modulée en fréquence, est la source de nombreuses perturbations qui se manifestent principalement lorsqu'il existe un couplage direct entre l'auto-oscillateur modulé et le long feeder conduisant l'énergie à l'aérien légèrement désadapté; tous les circuits correcteurs passifs que l'on peut introduire entre le générateur et la longue ligne pour obvier à ces inconvénients constituent des palliatifs offrant peu de sécurité : le seul remède acceptable consiste en l'utilisation d'un amplificateur-séparateur inséré entre la source et le long feeder.

De plus, les très longues lignes nécessairement constituées par un assemblage d'éléments assez courts ne sont jamais homogènes : à chaque jonction apparaît un coefficient de réflexion relativement faible; ces obstacles multiples répartis sur la ligne peuvent la transformer en un quadripôle fortement dispersif dans la bande à transmettre : il en résulte une certaine distorsion de phase accompagnée, lorsque la vitesse de modulation est élevée, d'une distorsion non linéaire de fréquence assez importante comme le montrent les calculs et exemples numériques développés au paragraphe H.

En conclusion, l'usage des lignes très longues est — dans la mesure du possible — à éviter pour les émissions de qualité utilisant une onde porteuse centimétrique modulée en fréquence.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. Fagot, *Méthode permettant de calculer, en modulation de fréquence, la distorsion non linéaire en fonction des variations du temps de propagation d'un amplificateur* (*Annales de Radioélectricité*, t. V, n° 19, janvier 1950, p. 8 à 11).

[2] M. Denis et P. Palluel, *La détermination expérimentale des caractéristiques de phase des circuits utilisés en ondes centimétriques* (*Annales de Radioélectricité*, t. IV, n° 18, octobre 1949, p. 315 à 330).

[3] E. L. Ginzton et A. E. Harrison, *Reflex klystron oscillators* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, vol. 34, mars 1946, p. 97 à 113).

[4] J. R. Pierce et W. G. Shepherd, *Reflex oscillators* (*Bell. system Technical Journal*, vol. 25, n° 3, juillet 1947, p. 460 à 690; plus spécialement, p. 493 à 536).

[5] G. Goudet, *Les fonctions de Bessel et leurs applications en Physique*, 1943, Masson éditeur.

[6] Collins, *Microwave magnetrons* (*Radiation Laboratory Series*, p. 320 à 329, Mc Graw Hill, New-York).

L'ANTICYCLOTRON, UN NOUVEAU TYPE DE TUBE A PROPAGATION D'ONDES A CHAMP MAGNÉTIQUE

PAR G. MOURIER,

Département électronique du Centre de Recherches
de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *L'auteur passe d'abord en revue les régimes statiques possibles dans les tubes à champ magnétique. Il explique ensuite le mécanisme d'amplification d'un nouveau tube circulaire sans champ électrique radial, comparable au cyclotron par son principe et son fonctionnement statique; toutefois, le mécanisme vise non pas à l'accélération de particules par un champ alternatif, mais au freinage d'un faisceau électronique au moyen du signal à très haute fréquence, qui accompagne les électrons sous forme d'une onde progressive retardée; l'amplification de cette onde a pour origine la diminution de l'énergie cinétique totale du faisceau. Une étude théorique limitée à la première approximation et basée sur les conceptions et la méthode de calcul de O. Dœhler montre que le gain peut s'élever à plusieurs dizaines de décibels; le rendement peut atteindre 90 %. L'induction magnétique nécessaire n'est que de quelques dizaines de gauss. Le mécanisme d'interaction peut être comparé au régime des oscillations électroniques du magnétron.*

On montre que le fonctionnement physique dépend avant tout de la valeur relative du champ magnétique, d'après laquelle le tube se comporte, soit presque comme un tube à propagation d'ondes linéaires du type Kompfner-Pierce, soit comme les amplificateurs à champ magnétique transversal déjà connus. (C.D.U.621.385.1.029.).

SUMMARY. — *After a brief survey of steady-state conditions in tubes with circular electron path, a new travelling-wave amplifier is described. Its principle is analogous to that of the cyclotron, but for the fact that, in the new tube, the electron flow is decelerated by a* synchronous travelling wave, *effecting thus the growth of this wave. The interaction mechanism may be compared to the electronic oscillations in magnetrons.*

A first theoretical approach based on O. Dœhler's views and calculation method for travelling wave tubes shows that the gain is of the same order as in a helix travelling wave tube, whilst the efficiency and the supplied d. c. power may be much higher.

The constant flux density needed is far less than that required for other travelling wave magnetron amplifiers.

It is shown that, according to the relative value of the constant magnetic field, the tube will behave either practically like a linear Kompfner-Pierce travelling wave tube or like the other transverse magnetic field amplifiers, constituting a continuous transition between the two types of tubes. (U.D.C.621.385.1.029.)

NOTATIONS.

B, intensité de l'induction magnétique constante appliquée;

e, charge de l'électron;

m, masse de l'électron;

$\eta = \frac{e}{m}$;

η, rendement de conversion;

ω_0, vitesse de rotation de Larmor $\left(\frac{\eta B}{2}\right)$;

$\omega_c = 2\,\omega_0$;

r_0, rayon de la trajectoire des électrons libres;

z, longueur comptée le long des lignes de champ magnétique;

r, distance d'un point à l'axe de rotation des électrons libres;

α, troisième coordonnée cylindrique;

V, tension d'accélération des électrons;
v_0, vitesse linéaire initiale d'un électron;
I, courant total du faisceau;
R_0, impédance du faisceau;
ω, pulsation d'un signal;
ρ_0, charge d'espace continue supposée constante dans le faisceau statique;
Δr, épaisseur du faisceau statique;
h, largeur de la ligne H. F.;
$\vec{E}$, champ électrique H. F.;
δr, écart de la coordonnée r d'un électron dû au champ H. F.;
$\delta\alpha$, écart de la coordonnée d'un électron dû au champ H. F.;
ν, constante de propagation angulaire d'une onde libre;
$\bar{\nu}$, constante de propagation angulaire d'une onde forcée;
γ, variation angulaire relative d'une composante d'onde libre;
$\bar{\gamma}$, variation angulaire relative d'une composante d'onde forcée;
$\mu = -j\nu + \gamma$;
$\bar{\mu} = -j\bar{\nu} + \bar{\gamma}$;
t, temps absolu;
t_0, époque d'entrée d'un électron;
τ, temps de transit d'un électron;
$\xi = \omega - j\mu\omega_r$, pseudo-pulsation du champ H. F. vue d'un électron dans le cas des petits signaux;
$\mathcal{P}$, puissance apparente instantanée se propageant dans le tube;
R_α résistance de couplage entre le faisceau et l'onde;
Δ, facteur caractérisant le circuit H. F. pour le gain;
γ_0, valeur maximum de γ; unité des grandeurs H. F. réduites;
y, gain réduit;
s, atténuation réduite;
x, désaccord relatif réduit de vitesses entre l'onde forcée et les électrons;
u, désaccord relatif réduit de vitesses entre l'onde libre et les électrons.

Unités employées : centimètre, seconde, volt, ampère.

1. Considérations générales.

1.1. Introduction. — On sait [1] qu'on peut communiquer à des électrons un mouvement circulaire uniforme, par plusieurs procédés qui ont été exploités dans un grand nombre d'applications techniques, en particulier des accélérateurs tels que le cyclotron, des générateurs H. F. tels que les magnétrons et les tubes à propagation d'ondes à champ magnétique (T. P. O. M.).

Les équations de mouvement d'un électron dans un espace siège d'une induction magnétique $\vec{B}$ et d'un champ électrique $\vec{E}$ peuvent s'écrire

$$m\dot{\vec{v}} = -e\vec{E} - e\vec{v} \wedge \vec{B}. \tag{1}$$

Si $\vec{B}$ est constant et uniforme, on peut prendre

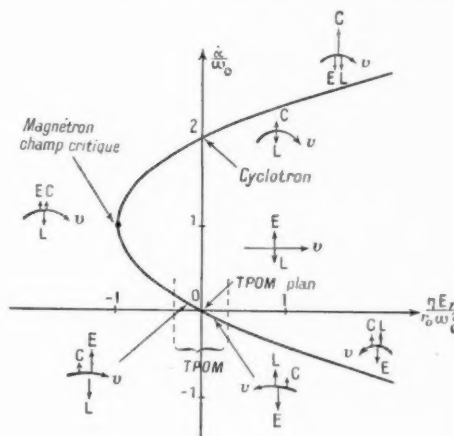


Fig. 1. — Régimes statiques dans les tubes à champ magnétique circulaires.

v, vitesse de l'électron; c, force centrifuge; E, force exercée par le champ électrique; L, force due au champ magnétique.

l'axe Oz parallèle à $\vec{B}$; si l'électron est lancé initialement dans le plan normal à Oz, il y restera à condition que

$$E_z = 0. \tag{2}$$

L'équation (1) donne alors

$$\ddot{r} - r\dot{\alpha}^2 = -\eta E_r - \eta B r\dot{\alpha}. \tag{3}$$

$$r\ddot{\alpha} + 2\dot{r}\dot{\alpha} = -\eta E_\alpha + \eta B\dot{r}. \tag{4}$$

Cette dernière équation montre que l'électron ne peut avoir un mouvement circulaire uniforme ($r = r_0 =$ const., $\dot{\alpha} =$ const.) que si E_α est nul et si le champ radial qui s'exerce sur l'électron est constant; c'est le cas si E_r ne dépend que de r. Le champ peut alors être engendré au moyen de deux électrodes cylindriques concentriques à la trajectoire.

L'équation (3) fournit la condition d'équilibre

$$(5)\qquad \dot{\alpha} = \omega_0 \pm \sqrt{\omega_0 + \frac{\eta E_r}{r_0}} = \omega_0\left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{\eta E_r}{r_0\,\omega_0^2}}\right).$$

La courbe de la figure 1 montre les divers régimes d'équilibre possibles suivant les valeurs de r_0, B, E_r, ainsi que la façon dont se répartissent les forces sur l'électron dans chaque région de la courbe.

Dans le magnétron oscillateur, on exploite, suivant la valeur de $\frac{U}{B^2}$ (U étant la tension d'accélération), toute la gamme des régimes possibles. En particulier, si ce facteur est très petit, une des déterminations de (5) conduit à la valeur approchée

$$(6)\qquad \dot{\alpha} = -\frac{E_r}{r_0 B}.$$

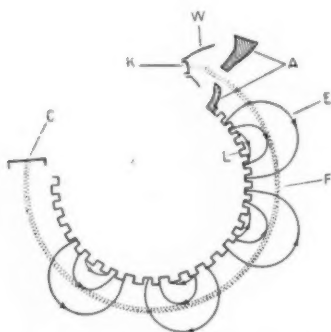


Fig. 2. — Schéma très simplifié de l'anticyclotron (champ magnétique normal au plan de la figure) : K, cathode; W, électrode focalisatrice; A, anode accélératrice; L, emplacement de la ligne à retard portée au potentiel de A; F, faisceau statique; C, collecteur; E, lignes de champ électrique.

C'est le cas du régime des oscillations de résonance du magnétron. Une autre application de l'équation (6) a été proposée [4] pour des amplificateurs à propagation d'onde, les T. P. O. M.

Dans ce sens, on a également breveté [5] un tube où le régime statique est caractérisé par

$$B = 0, \qquad \dot{\alpha} = \sqrt{\frac{\eta E_r}{r_0}}.$$

On peut certainement faire fonctionner un tube à propagation d'ondes sur n'importe quel régime correspondant à un point de la courbe (*fig.* 1).

Dans le tube électronique auquel est consacrée cette étude [6, 7], le régime statique correspond au cas où $E_r = 0$ (champ radial continu nul). On a alors

$$(7)\qquad \dot{\alpha} = 2\omega_0 = \omega_r.$$

comme dans le cyclotron.

On voit, dès maintenant, quelle pourra être l'analogie de principe entre ces deux appareils. Dans l'un, *des particules chargées électriquement sont accélérées en empruntant de l'énergie à un champ alternatif et en s'éloignant du centre.* Dans l'autre, *les électrons accompagnés par le champ H. F. se rapprochent du centre en perdant de l'énergie cinétique qu'ils cèdent à ce champ.*

En dehors des possibilités techniques que ce tube offre dans le domaine de l'amplification centimétrique et décimétrique, son étude semble intéressante au point de vue physique, dans la mesure où elle peut éclaircir les différences entre les oscillations de résonance et les oscillations électroniques dans le magnétron. [C'est, en effet, l'équation (7) qui rend compte de la fréquence de ces dernières.] Elle contribuera également à éclaircir les rapports entre le T. P. O. [1] et le T. P. O. M., espérons-nous.

1.2. Mécanisme d'amplification. — Pour acquérir une conception simple du mécanisme d'amplification étudié, nous allons revenir au mouvement d'un électron dans un champ magnétique; mais nous supposerons cette fois que l'électron est soumis non seulement au champ B, mais aussi à un champ électrique qui peut provenir d'un champ H. F. tournant comme l'électron à la vitesse ω_r (*fig.* 2). Plaçons-nous d'abord en un point où le champ électrique est purement tangentiel. L'électron est accéléré et reçoit ainsi un supplément de vitesse tangentielle qui rompt l'équilibre exprimé par (3) et (7). Mais ce supplément compose avec $\vec{B}$ et entraîne un mouvement radial. La coordonnée r de l'électron varie et le champ auquel est soumis l'électron également, mais on peut d'abord supposer celui-ci constant au moins sur un petit arc de trajectoire. Dans ce cas, les équations admettent la solution

$$(7')\qquad \dot{\alpha} = \omega_r.$$

$$(8)\qquad \dot{r} = -\frac{\eta E_\alpha}{2\omega_r}.$$

Sur le petit arc de trajectoire considéré, l'électron décrit donc une spirale en restant toujours dans la même phase du champ H. F., puisque $\dot{\alpha}$ garde la valeur ω_r. Si le champ est accélérateur, le mouvement est centrifuge; sinon, il est centripète (*fig.* 3).

Au point de vue énergétique, la force vive initiale (provenant de l'alimentation du tube) est $\frac{1}{2} m\omega_r^2 r_0^2$ et la force vive finale

$$(9)\qquad \frac{m}{2}(\omega_r^2 r_1^2 + \dot{r}_1^2) \sim \frac{m}{2}\omega_r^2 r_1^2$$

[1] Tube à propagation d'ondes de Kompfner-Pierce.

dans le cas d'un petit signal, puisque $\dot{r}_1$ est proportionnel à E_α. L'énergie cinétique d'un électron est donc approximativement donnée par le carré de sa coordonnée r. Ainsi, on peut appeler accélérateur, tout champ électrique qui fait croître r, retardateur tout champ qui le fait diminuer. L'énergie cédée au champ est $\frac{m}{2}\omega_r^2(r_2^2 - r_1^2)$; on a donc une approximation à peine supérieure du rendement pour un électron avec l'expression

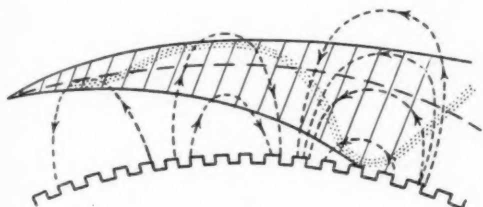


Fig. 3. — Schéma explicatif de fonctionnement de l'anticyclotron

- emplacement de la ligne à retard;
- trajectoire statique;
- lignes de champ électrique;
- trajectoires électroniques extrêmes;
- forme du faisceau dynamique à un instant donné.

$$(10)\qquad \eta_i = 1 - \frac{r_1^2}{r_0^2}.$$

Jusqu'ici, le mécanisme ressemble assez à celui d'un T. P. O. linéaire, avec cette différence que les électrons peuvent être considérablement ralentis sans sortir de la phase retardatrice du champ H. F., si $\frac{r_1}{r_0}$ est assez petit.

Si l'on envisage non plus un seul électron, mais un faisceau, l'intensité de E_α variera sinusoïdalement le long du faisceau; la moitié des électrons est accélérée (perte d'énergie pour l'onde) et l'autre retardée (gain d'énergie) (*fig.* 3).

On a proposé [6] d'assurer un bilan positif pour l'onde (gain) en plaçant une électrode au voisinage et à l'extérieur du faisceau statique; elle absorbe les électrons de phase défavorable. On limite en même temps le rendement théorique maximum du tube à 50 %, puisque la moitié des électrons perdent toute leur énergie cinétique en tombant sur cette électrode.

Le même but sera atteint [7] si les électrons de phase défavorable subissent une accélération plus faible en valeur absolue que les électrons retardés, c'est-à-dire si le champ E_α décroît lorsque r augmente; c'est le cas lorsque la ligne H. F. est composée par une hélice ou une ligne à vannes à l'intérieur et une électrode cylindrique à l'extérieur. Dans ce cas, le rendement n'est plus limité par le phénomène mentionné plus haut.

A propos de l'emplacement de la ligne à retard, nous devons noter que, même si elle est assez éloignée du faisceau pour ne pas capter d'électrons, le groupement électronique n'est pas le même suivant qu'elle est à l'intérieur ou à l'extérieur. Si l'on tient compte du champ électrique radial de l'onde, on voit que, dans *le cas où le champ se propage à la vitesse exacte des électrons, la composante E_r tend à rassembler les électrons dans la phase favorable au gain si le circuit est à l'intérieur.*

En effet, revenons aux équations de mouvement et considérons un électron qui se trouve dans un champ H. F. purement radial en A ou en B (*fig.* 4) : l'équation (3) peut s'écrire

$$(11)\qquad \dot{\alpha}(\omega_r - \dot{\alpha})r = -\eta_i E_r - \ddot{r}.$$

[$-\eta_i E_r$ positif représente une accélération, car les équations (3) et (4) sont écrites avec la charge de l'électron $-e$, ceci pour éviter toute discussion sur le signe dans les bilans de puissance]. $-\eta_i E_r$ représente l'accélération radiale que communiquerait le champ à l'électron en l'absence de champ magnétique, $\ddot{r}$ celle qu'il prend effectivement. On sait que l'accélération dans une direction quelconque est toujours plus faible au sein d'un champ magnétique. Le membre de droite de (11) aura donc

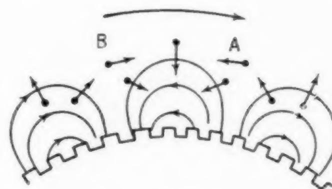


Fig. 4. — La ligne à retard est représentée très schématiquement. Les lignes de champ électrique sont figurées en pointillé. Les petites flèches indiquent les vitesses H. F. des électrons, dans le cas où le champ magnétique est élevé (cas 2); la grande flèche, le sens de propagation du faisceau.

toujours le signe du premier terme. Dans le système étudié, $\dot{\alpha}$ ne peut jamais changer de signe si les signaux sont petits. Si le champ E_r est accélérateur (point A), $\omega_r - \dot{\alpha}$ est positif et la vitesse de rotation de l'électron est diminuée. Si E_r est retardateur (point B), l'électron tourne au contraire un peu plus vite. La figure 4 montre que dans les deux cas, des électrons qui se trouvaient dans une région où l'interaction est faible ($E_\alpha \approx 0$) ou même défavorable au gain sont ramenés dans la phase favorable. D'ailleurs, on montrera plus loin que les composantes

de vitesse H. F. sont partout perpendiculaires aux lignes de champ électrique.

On constaterait que c'est l'inverse si la ligne H. F. est à l'extérieur du faisceau. Indiquons que, par contre, c'est dans ce dernier cas que l'effet du champ radial est favorable dans le tube à ondes progressives à champ magnétique (T. P. O. M.) et dans les oscillations de résonance du magnétron.

Le synchronisme entre la vitesse de rotation de l'onde et celle des électrons n'est naturellement pas absolu, et nous verrons plus loin dans quelle mesure

Nous montrerons avec précision que le mécanisme qui vient d'être esquissé correspond à un régime limite du tube, caractérisé par un champ magnétique relativement grand. L'autre régime limite correspond au cas où le champ magnétique est négligeable dans l'interaction; c'est celui du T. P. O. linéaire.

Le principe physique de l'anticyclotron n'est pas nouveau. Clavier et Rostàs d'une part [2] et Fritz d'autre part [3] ont proposé et breveté des dispositifs analogues en 1937 pour des oscillateurs. Là, l'analogie avec le cyclotron est encore plus frappante, puisque les circuits sont composés de secteurs circulaires en nombre pair reliés alternativement aux deux bornes d'un circuit oscillant; le faisceau est également injecté tangentiellement à la vitesse correspondant à la haute tension. Toutefois, l'anticyclotron diffère de ces oscillateurs par plusieurs caractères assez essentiels :

Il utilise une véritable ligne à retard continue. L'interaction entre le faisceau et le champ H. F. est alors prolongée et non épisodique. Il n'est donc pas nécessaire que les électrons accomplissent un trajet très long dans le système pour céder une part substantielle de leur énergie cinétique au champ H. F. On peut limiter le parcours électronique à moins d'un tour, distinguer une entrée et une sortie pour obtenir un amplificateur. On sait construire des lignes à retard sans éléments de résonance qui autorisent une bande passante large. Enfin, dans les dispositifs de Clavier-Rostàs et de Fritz, il existe nécessairement une relation entre la vitesse de rotation des électrons, imposés par le champ magnétique, la géométrie du système — en particulier le nombre de secteurs — et la fréquence d'oscillation. Dans le cas de l'anticyclotron, cette relation est remplacée par la condition de synchronisme entre l'onde progressive et le faisceau, beaucoup plus souple si la dispersion du circuit n'est pas trop considérable.

Enfin, dans les oscillateurs dont nous parlons, le bilan d'énergie favorable au champ H. F. est assuré par l'élimination des électrons de phase défavorables au moyen d'une électrode périphérique. Comme déjà dit, le rendement électronique est alors au maximum de 50 %.

Cependant, le principe physique élémentaire de tous ces tubes est exactement le même.

Ayant ainsi analysé aussi loin que nous avons pu le mécanisme d'interaction du système proposé en n'utilisant qu'un minimum de calculs, nous allons calculer le gain.

2. **Calcul de la constante de propagation complexe.**

2.1. Hypothèses du calcul. — *a*. On néglige les effets des bords latéraux; on suppose donc le système infini dans la direction z.

b. On suppose la vitesse des électrons petite devant celle de la lumière. Cette hypothèse est remplie d'une façon satisfaisante pour des tensions d'accélération inférieures à 3 000 V; elle permet d'abord de prendre des équations de mouvement non relativistes pour l'électron, ensuite de simplifier les expressions des champs H. F. (*voir* Annexe).

c. L'épaisseur du faisceau est considérée comme négligeable. Cette hypothèse ne convient pas dans le cas de courants très importants. Elle conduit à une vitesse continue uniforme dans la section du faisceau et écarte l'effet des *Electron wave tubes* [8, 9, 10].

d. On néglige l'absorption des électrons par les parois.

e. On néglige la charge d'espace statique et dynamique.

f. Les signaux sont supposés petits.

Il semble correct d'admettre, dans cette hypothèse, que les échanges de puissance aussi bien wattée que déwattée entre l'onde et le faisceau sur une longueur infinitésimale du système sont proportionnels aux champs H. F. et aux perturbations que ceux-ci ont provoquées au sein du faisceau. Dans ce cas, la variation des grandeurs est exponentielle et la propagation s'exprime si l'on adopte la notation complexe, par un facteur de la forme

$$e^{j\omega t + \bar{\mu} x} = e^{j(\omega t - \bar{\nu} x)} e^{\bar{\gamma} x} \tag{12}$$

où ν et γ sont légèrement différents des grandeurs correspondantes caractérisant la propagation dans le circuit libre. Le problème du calcul du gain consiste alors à déterminer ces différences.

L'expression proposée conduit à un schéma assez artificiel de la ligne chargée par le faisceau, par lequel celle-ci est comparée à une ligne à pertes négatives.

Cette image permet de se familiariser plus rapidement avec les tubes à propagation d'ondes, mais on ne doit pas oublier qu'elle perd toute valeur dès que les signaux sont grands.

La forme proposée pour le facteur de propagation permet, en outre, de simplifier le calcul en négligeant l'influence des mouvements H. F. sur α lorsqu'il figure en argument d'exponentielle. C'est une des expressions que prendra, dans le calcul, l'hypothèse des petits signaux qu'on peut alors traduire quantitativement par l'inégalité

$$\bar{\nu}\,\delta\alpha \ll 1.$$

g. Le gain par longueur d'onde est supposé petit, soit

$$\bar{\gamma} \ll \bar{\nu}.$$

La méthode de calcul consistera à chercher les modes de propagation du type considéré (12) compatibles avec la conservation de l'énergie; l'indétermination sur μ sera levée par un bilan des échanges de puissance entre le faisceau, l'onde et le circuit.

C'est la méthode déjà appliquée par O. Dœhler ici-même dans l'étude du T. P. O. et du T. P. O. M. [4, 11].

2.2. Mouvement H. F. des électrons. — On suppose que ceux-ci sont soumis d'une part au champ magnétique constant $\vec{B}$, d'autre part au champ électrique H. F. $\vec{E}$ de composantes E_α et E_r.

On a, en négligeant la charge d'espace,

$$m\dot{\vec{v}} = -e\vec{E} - e\vec{v}\times\vec{B}. \tag{1}$$

Si $\vec{E} = 0$, la solution de cette équation est

$$\left\{\begin{aligned} \dot{\alpha} &= \omega_r = \eta B, \\ r &= r_0. \end{aligned}\right. \tag{7}$$

Sinon, on peut poser

$$\alpha = \omega_r\tau + \delta\alpha, \tag{13}$$

$$r = r_0 + \delta r; \tag{14}$$

où $\delta\alpha$ et δr sont supposés petits devant $\omega_r\tau$ et r_0 (petits signaux). En écrivant l'équation (1) sous forme de deux équations algébriques et en gardant seulement les termes du premier ordre, conformément à l'hypothèse *f*, on obtient

$$\delta\ddot{r} - \omega_r r_0\,\delta\dot{\alpha} = -\eta E_r\, e^{j\omega t + \bar{\mu}\alpha}, \tag{15}$$

$$r_0\,\delta\ddot{\alpha} + \omega_r\,\delta\dot{r} = -\eta E_\alpha\, e^{j\omega t + \bar{\mu}\alpha}. \tag{16}$$

Posons

$$t = t_0 + \tau, \tag{17}$$

t est l'instant auquel nous considérons l'électron t_0 correspond à sa phase d'entrée, τ au temps écoulé depuis t_0.

Dans (15) et (16), le point placé au-dessus des variables désigne la dérivée totale par rapport au temps relatif à l'électron, soit τ. Or, α est une fonction de τ et les équations (15) et (16) ne sont donc, pas linéaires.

Mais puisque nous nous sommes limités à l'étude des petits signaux, nous pouvons admettre que les mouvements H. F. sont assez petits pour que les électrons restent sensiblement dans la même phase du champ (hypothèse *f*).

Nous remplacerons donc, dans les arguments des exponentielles, α par $\omega_r\tau$. De cette façon, nous remplaçons $e^{\bar{\mu}\alpha}$ par une grandeur qui n'en diffère que d'un infiniment petit de l'ordre de δr ou $\delta\alpha$ au plus et, comme E_α et E_r sont du même ordre, le terme négligé est effectivement infiniment petit devant les accélérations

$$e^{j\omega t + \bar{\mu}\alpha} \sim e^{j\omega t_0}\, e^{j\omega\tau + \bar{\mu}\omega_r\tau}. \tag{18}$$

Nous introduisons ξ, *pseudo-pulsation* de l'onde vue d'un électron. ξ est une grandeur complexe, car la variation sinusoïdale des grandeurs est accompagnée d'une croissance exponentielle. On a alors

$$j\xi = j\omega + \bar{\mu}\omega_r \tag{19}$$

ou

$$\xi = (\omega - \bar{\nu}\omega_r) - j\bar{\gamma}\omega_r. \tag{20}$$

$(\omega - \bar{\nu}\omega_r)$ désigne la pulsation de l'onde, $\bar{\gamma}\omega_r$ sa variation relative d'amplitude dans le temps, vues d'un électron.

Si ξ est purement réel, l'onde n'est pas amplifiée, mais sa constante de propagation est changée (échange d'énergie purement réactive).

Si ξ est purement imaginaire, c'est que l'onde forcée va exactement à la vitesse de rotation statique des électrons (échange d'énergie purement active).

Nos équations (15) et (16) s'écrivent

$$\delta\ddot{r} - \omega_r r_0\,\delta\dot{\alpha} = -\eta E_r\, e^{j\xi\tau}\, e^{j\omega t_0}, \tag{21}$$

$$r_0\,\delta\ddot{\alpha} + \omega_r\,\delta\dot{r} = -\eta E_\alpha\, e^{j\xi\tau}\, e^{j\omega t_0}, \tag{22}$$

dont la solution de régime permanent est

$$\delta r = -\frac{\eta\omega_r}{\omega_r^2 - \xi^2}\left(\frac{E_\alpha}{j\xi} + \frac{E_r}{\omega_r}\right), \tag{23}$$

$$r_0\,\delta\alpha = -\frac{\eta\omega_r}{\omega_r^2 - \xi^2}\left(-\frac{E_r}{j\xi} + \frac{E_\alpha}{\omega_r}\right) \tag{24}$$

pour les perturbations H. F. des trajectoires, et

$$\delta\dot{r} = \frac{\eta}{\xi^2 - \omega_r^2}(\omega_r E_\alpha + j\xi E_r), \tag{25}$$

$$r_0\,\delta\dot{\alpha} = \frac{\eta}{\xi^2 - \omega_r^2}(j\xi E_\alpha - \omega_r E_r) \tag{26}$$

pour la modulation de vitesse, en omettant les facteurs exponentiels.

Les équations (25) et (26) montrent que pour $\omega_r > \xi$ (champ magnétique élevé), les composantes de vitesse H. F. sont normales aux lignes de champ électrique H. F. comme dans le T. P. O. M. (*fig.* 4). Si, au contraire, $\omega_r < \xi$, elles sont dirigées, par rapport au champ H. F., comme dans le cas du T. P. O. linéaire : naturellement, les *accélérations* se réduisent à celles dues au champ électrique.

2.3. Charge d'espace alternative. — La connaissance des vitesses H. F. permet de calculer la charge d'espace alternative si l'on tient compte du principe de conservation de l'électricité. Celui-ci s'écrit

$$\operatorname{div} \rho \vec{v} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

$$(27) \qquad \rho \operatorname{div} \vec{v} = -\vec{v} . \operatorname{grad} \rho - \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = -j\xi\,\delta\rho.$$

En posant

$$(28) \qquad \rho = \rho_0 + \delta\rho$$

et en se limitant aux termes du premier ordre, on en tire

$$(29) \qquad \partial\rho = -\frac{\rho_0}{j\xi} \operatorname{div} \vec{v}.$$

Si l'on introduit les composantes de $\vec{v}$, (25) et (26), on voit que

$$(30) \qquad \delta\rho = 0.$$

$\delta\rho$ est identiquement nul dans le faisceau, au moins lorsque les champs H. F. dérivent d'un potentiel (*voir* Annexe).

Ce n'est donc pas par sa modulation de densité, mais par ses ondulations au sein du champ électrique H. F. que le faisceau travaillera contre le champ en cédant de l'énergie à l'onde.

2.4. Puissance cédée par le faisceau a l'onde. — La puissance apparente cédée au champ H. F. par les électrons compris dans un volume de largeur h, d'épaisseur $\mathrm{d}r'$ (correspondant à des électrons qui étaient dans une épaisseur $\mathrm{d}r$ à l'entrée), de longueur $r_0\,\mathrm{d}\alpha$ est donnée par l'équation

$$(31) \qquad \mathrm{d}^2 P = -\frac{1}{2}\rho_0(\mathrm{d}r'\, r_0\, \mathrm{d}\alpha\, h)^* . \vec{E}(r_0 + \delta r^*) . (\vec{v}_0 + \delta\vec{v}^*),$$

qui tient compte du fait que le volume considéré n'est plus au rayon r_0, mais $r_0 + \mathrm{d}r$. $\mathrm{d}r'$ est égal à $\mathrm{d}r$ augmenté de la variation de δr le long de $\mathrm{d}r$

$$(32) \qquad \mathrm{d}r' = \left(1 + \frac{\mathrm{d}\,\delta r^*}{\mathrm{d}r}\right)\mathrm{d}r.$$

$\delta\vec{v}$ est donné par les équations (28) et (29).

Quant à $\vec{E}$, il a, en première approximation, la valeur

$$(33) \qquad \vec{E}(r_0, \omega\tau) + \frac{\partial \vec{E}}{\partial r}\delta r^*.$$

Nous devons intégrer l'expression (31) sur Δr, épaisseur du faisceau statique supposée petite. La puissance correspond aux termes quadratiques, qui sont du second ordre, et que nous garderons seuls. Les termes du troisième ordre seront négligés.

On peut alors écrire

$$(34) \qquad \frac{\mathrm{d}^2 P}{r_0\,\mathrm{d}\alpha} = -\frac{h\rho_0}{2}\left(\frac{\partial E_\alpha}{\partial r}\delta r^* + E_\alpha \frac{\partial\,\delta r^*}{\partial r}\right) v_0\,\mathrm{d}r.$$

Comme le courant total I est donné par

$$(35) \qquad I = -h\,\Delta r\,\rho_0 v_0,$$

on peut écrire, en première approximation,

$$(36) \qquad \frac{\mathrm{d}P}{r_0\,\mathrm{d}\alpha} = \frac{I}{2}\left[\frac{\partial}{\partial r}(E_\alpha\,\delta r^*)\right]_{r_0}$$

ou, compte tenu de la valeur de δr (23),

$$(37) \qquad \frac{\mathrm{d}P}{r_0\,\mathrm{d}\alpha} = -\frac{\eta\omega_r I}{2(\omega_r^2 - \xi^{*2})} \times \left[-\frac{1}{j\xi^*}\frac{\partial}{\partial r}(E_\alpha E_\alpha^*) + \frac{1}{\omega_r}\frac{\partial}{\partial r}(E_\alpha E_r^*)\right]_{r_0}.$$

Posons

$$(38) \qquad \Delta = -\left(\frac{r}{EE_\alpha^*}\frac{\partial EE_\alpha^*}{\partial r}\right)_{r_0},$$

$$(39) \qquad \varphi = -j\frac{E_r}{E_\alpha}.$$

On a alors

$$(40) \qquad \frac{\mathrm{d}P}{r_0\,\mathrm{d}\alpha} = \frac{\eta\omega_r I}{2 r_0} E_\alpha E_\alpha^* \frac{-j}{\omega_r^2 - \xi^{*2}}\left(-\frac{\Delta}{\xi^*} + \frac{\varphi\Delta - r\dfrac{\partial\varphi}{\partial r}}{\omega_r}\right)_{r_0}.$$

2.5. Bilan de puissance. Constante de propagation forcée. — Le long du parcours $r\,\mathrm{d}\alpha$, le travail du faisceau contre le champ ($\mathrm{d}P$) est cédé en partie au circuit ($-\,\mathrm{d}P_1$), en partie à l'onde ($\mathrm{d}P_2$).

Les grandeurs $\mathrm{d}P_1$ et $\mathrm{d}P_2$ sont proportionnelles à la puissance H. F. qui se propage dans la ligne, soit $\mathcal{P}$. Cette grandeur peut s'écrire

$$(41) \qquad \mathcal{P} = \frac{(E_\alpha E_\alpha^*)_{r_0}}{2 R_\alpha}.$$

On définit ainsi une grandeur R_α caractéristique du circuit et qui a les dimensions d'une résistance par unité de surface. On a alors, d'une part,

$$(42) \qquad -\frac{\mathrm{d}P_1}{\mathrm{d}\alpha} = \frac{1}{R_\alpha}E_\alpha\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\alpha}(E_\alpha^*) = \frac{(E_\alpha E_\alpha^*)_{r_0}}{R_\alpha}\mu^*,$$

μ étant la constante de propagation angulaire du

circuit sans faisceau; la partie réelle, de signe contraire à $\bar{\gamma}$, correspond aux pertes du circuit; et, d'autre part,

$$\frac{\mathrm{d}P_2}{\mathrm{d}z} = \frac{(E_z E_z^*)_{r_0}}{R_z}\mu^*, \tag{43}$$

dont la partie réelle, du signe de $\bar{\gamma}$, correspond au gain de l'onde.

Le bilan d'énergie auquel nous avons fait allusion plus haut, et qui doit nous permettre de calculer μ, s'écrit donc

$$\mathrm{d}P = \mathrm{d}P_1 + \mathrm{d}P_2. \tag{44}$$

En y portant les valeurs calculées de chaque terme, on aboutit à

$$\mu^* - \mu^* = \frac{I\eta_1\omega_r}{2} R_z \frac{-j}{\xi^{*2} - \omega_r^2}\left(\frac{\Delta}{\xi^*} - \frac{\varphi\Delta - r_0\dfrac{d\varphi}{dr_0}}{\omega_r}\right). \tag{45}$$

Cette relation est assez complexe. On ne peut introduire, en général, de grandeurs réduites comme il a été fait dans le cas du T. P. O. et du T. P. O. M. En outre, les grandeurs Δ, φ peuvent avoir des valeurs relatives très différentes suivant la structure du circuit et la position du faisceau. D'autre part, la valeur relative du champ magnétique a une influence décisive sur le fonctionnement du tube; en effet, $\mu^* - \mu^*$ se décompose en deux termes (45), l'un en $\frac{1}{\xi^*}$, l'autre en $\frac{1}{\omega_r}$. Nous nous limiterons donc à quelques exemples particuliers et nous en profiterons pour montrer la signification physique de ces deux termes.

3. Étude de quelques cas particuliers.

3.1. Champ magnétique très faible. — Si ω_r tend vers zéro, seul le second terme de (45) subsiste et l'on obtient

$$\mu^* - \mu^* \simeq \frac{I\eta_1 R_z}{2}\frac{j}{\xi^{*2}}\left(\varphi_0\Delta - r_0\frac{d\varphi_0}{dr}\right). \tag{46}$$

Cette équation est analogue à celle du T. P. O. linéaire. On le verra en considérant un système où le champ magnétique transversal est très petit et le rayon de courbure très grand : si l'on remplace les constantes de propagation angulaires qui perdent leur sens pour $\omega_r = 0$ par les constantes linéaires $\left(\mu' = \frac{\mu}{r_0}, \ldots, v_0 = \omega_r r_0\right)$, l'équation (26) permet de retrouver exactement les équations de ce tube, telles qu'elles ont été données ici-même ([11], *fig.* 2). Portons dans (46) les valeurs de Δ et de φ_0 qu'on peut calculer (*voir* Annexe) pour un circuit intérieur au faisceau avec une électrode cylindrique extérieure très éloignée, soit $\Delta = 2(\nu + 1)$, $\varphi = -1$, $\varphi' = 0$; on trouvera, pour le gain maximum pour R_z, λ, I et $\frac{e}{v}$ donnés,

$$\bar{\gamma}'_{\mathrm{opt}} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{16}\frac{\omega}{v_0}\frac{R_z}{Z_0}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{47}$$

et non

$$\bar{\gamma}'_{\mathrm{opt}} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32}\frac{\omega}{v_0}\frac{R_z}{Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{48}$$

Cette différence d'un facteur 2 provient de l'influence du champ radial, dont nous avons tenu compte, mais dont l'effet est supposé négligeable dans l'établissement de (48). On retrouve exactement (48) si l'on calcule Δ et φ pour un faisceau se déplaçant au milieu entre deux lignes à retard, le champ E_r étant alors nul sur la trajectoire.

Pour un champ magnétique nul, on a *trois* ondes dont l'une seulement amplifiée.

3.2. Cas 2 : Champ magnétique élevé. — Dans ce cas, c'est au contraire le premier terme de l'équation en μ (45) qui est prépondérant et l'on obtient une équation analogue à celle du T. P. O. M. ([4], équat. (16), (17), (34) et (35)) :

$$\mu^* - \mu^* = \frac{I\eta_1 R_z\Delta}{2\omega_r}\frac{j}{\xi^*}. \tag{49}$$

On peut alors définir un gain optimum de la façon suivante :

$$\bar{\gamma}_0 = \sqrt{\frac{I\eta_1}{2\omega_r^2}R_z\Delta}. \tag{50}$$

$\bar{\gamma}_0$ représente le maximum de l'amplification qu'on peut obtenir pour des conditions statiques données et un circuit sans pertes donné. Il est proportionnel à la racine carrée du courant.

Posons

$$\left\{\begin{array}{ll} y = \dfrac{\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}_0}, & x = \left(\dfrac{\omega}{\omega_r} - \nu\right)\dfrac{1}{\bar{\gamma}_0}, \\ s = -\dfrac{\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}_0}, & u = \dfrac{\left(\dfrac{\omega}{\omega_r} - \nu\right)}{\bar{\gamma}_0}. \end{array}\right. \tag{51}$$

Ces nouvelles grandeurs désignent en valeurs *réduites*, respectivement : le gain, le désaccord relatif de vitesse entre l'onde forcée et les électrons; l'atténuation du circuit, le désaccord relatif de vitesses entre l'onde libre et les électrons. L'équation (49) se décompose maintenant en

$$x - u = -\frac{x}{x^2 + y^2}, \tag{52}$$

et

$$y + s = \frac{y}{x^2 + y^2}. \tag{53}$$

Les courbes u = const., s = const. sont tracées sur la figure 5. Elles permettent de trouver le gain réduit d'un tube connaissant la vitesse des électrons et l'atténuation propre du circuit. Elles appellent quelques remarques :

— La valeur absolue de l'atténuation de l'onde atténuée est toujours supérieure au gain de l'onde amplifiée, et ceci d'autant plus que l'atténuation propre du circuit est plus grande. Ce cas correspond au schéma de fonctionnement que nous avons

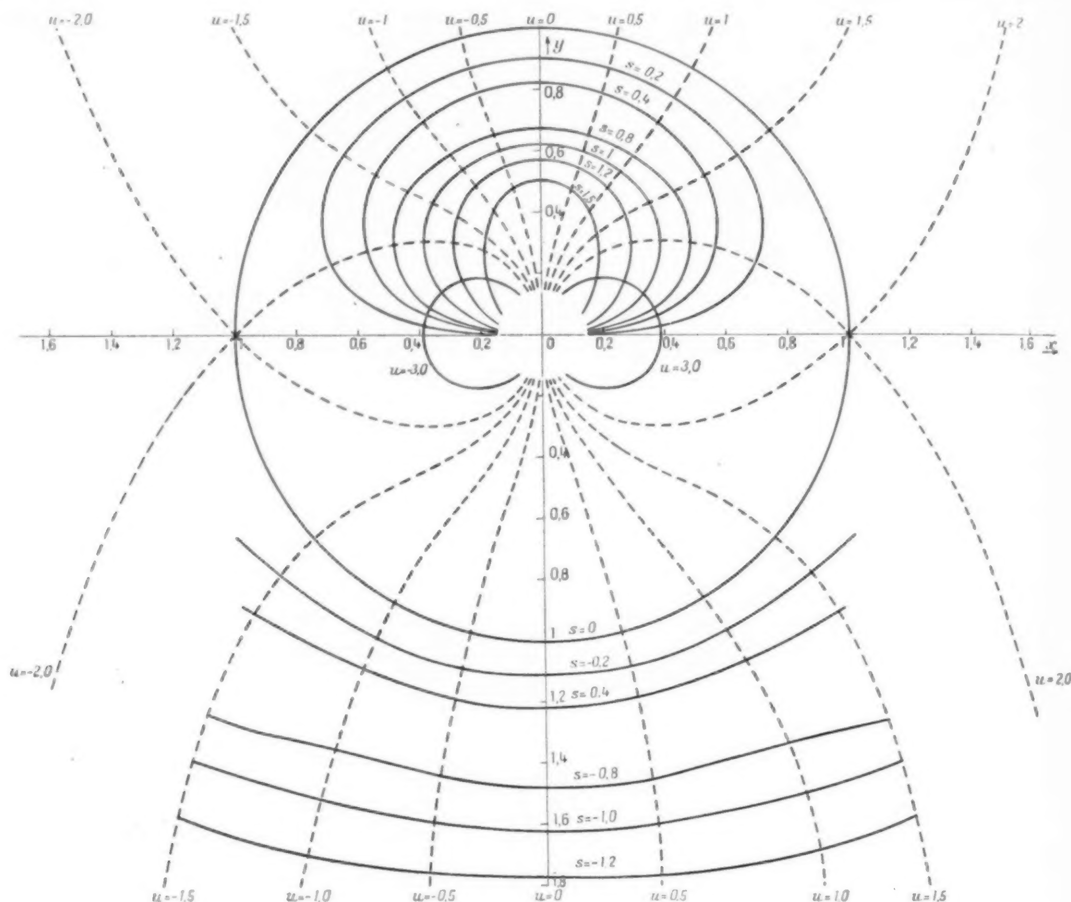


Fig. 5. — Abaque permettant la détermination en grandeurs réduites des caractéristiques du fonctionnement d'un tube pour le cas 2.

— A chaque valeur de u et de s correspondent *deux* ondes, l'une atténuée, l'autre amplifiée.

— Elles sont symétriques par rapport à l'axe des y; le signe du glissement de vitesse des électrons par rapport à l'onde forcée ou à l'onde libre n'a pas d'influence sur le gain. Contrairement au tube à ondes progressives linéaire, ce fait est fréquent dans les tubes à propagation d'ondes à champ magnétique.

— Le maximum du gain correspond au synchronisme parfait.

donné au début. Les courbes sont également valables pour le T. P. O. M.; mais la valeur du gain optimum est différente, ainsi que les rendements.

3.3. Cas intermédiaire. — Si le champ magnétique n'est ni très grand ni très petit, on aura un mode de fonctionnement intermédiaire entre les deux cas limites que nous venons d'étudier. Le premier est caractérisé par un gain proportionnel à $I^{1/3}$ et n'existant que si les électrons vont plus vite que l'onde; le second, par un gain proportionnel

à $I^{1/2}$ et une courbe du gain en fonction de la différence de vitesses entre onde forcée et électrons symétrique autour du point de synchronisme exact. Ici, nous aurons, en général, *quatre* ondes et une placée à l'intérieur du faisceau. L'électrode extérieure est assez éloignée. D'après l'Annexe,

$$\varphi = -1, \qquad \frac{d\varphi}{dr} = 0, \qquad \Delta > 0.$$

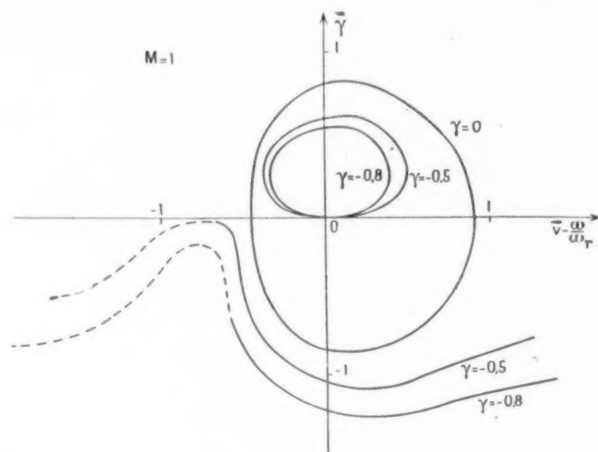


Fig. 6.

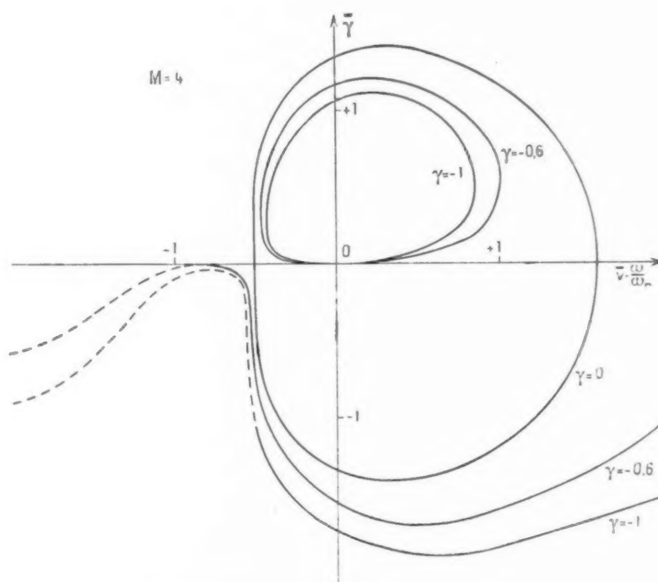


Fig. 7.

courbe de gain dissymétrique; mais il peut encore y avoir un gain même si les électrons sont plus lents que l'onde.

Nous nous limiterons à deux cas :

a. Le champ H. F. est guidé par une ligne à retard

L'équation (45) prend alors la forme

$$(54\,a) \qquad \mu^{*} - \mu^{*} = \frac{I r_1 R_\chi \Delta}{2} \frac{-j}{\xi^{*}(\xi^{*} - \omega_r)}.$$

b. La ligne est placée à l'extérieur et l'électrode

intérieure est de faible diamètre. On a alors,

$$\varphi = +1, \qquad \frac{d\varphi}{dr} = 0, \qquad \Delta < 0$$

et

$$(54\,b) \qquad \mu^* - \mu^* = -\frac{I\tau_1 R_\alpha \Delta}{2}\,\frac{-j}{\xi^*(\xi^* + \omega_r)}.$$

Supposons que dans deux tubes donnés, correspondant aux cas *a* et *b*, on ait la même valeur de ω_r et des valeurs opposées de $\frac{I\tau_1 R_\alpha \Delta}{2}$. A toute solu-

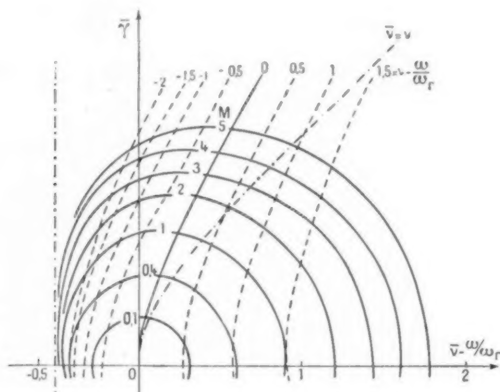


Fig. 8. — Valeur de $\bar{\gamma}$ et de $\nu - \frac{\omega}{\omega_r}$ en fonction de $\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}$ et de M pour des tubes correspondant au cas 3 *a* avec circuit sans atténuation. Les courbes tracées vont de la région où l'on est pratiquement dans le cas 1 à la région où l'on est pratiquement dans le cas 2. On doit les compléter symétriquement à l'axe $\gamma = 0$.

tion ξ_1 de (54 *a*) correspond une solution ξ_2 de (54 *b*) définie par

$$(55) \qquad \xi_2^* = \xi_1^* + \omega_r$$

et réciproquement.

D'après (20), on doit avoir

$$\omega - \bar{\nu}_2\omega_r = \omega - \bar{\nu}_1\omega_r + \omega_r,$$

$$(56) \qquad \bar{\nu}_2 = \bar{\nu}_1 - 1.$$

La signification physique est que le faisceau doit être plus rapide dans le cas *b* que dans le cas *a*, qui est assez proche du fonctionnement expliqué plus haut qualitativement ([1]). En effet, d'après ce qui a été exposé dans l'Introduction, le champ radial H. F. nuit au groupement dans le cas *b*. Le premier terme de (45) est négatif et ne peut conduire à un gain. Les petits mouvements étant additifs, c'est le deuxième terme, traduisant le fonctionnement en T. P. O. qui doit conduire à un gain, et l'excès de vitesse des électrons sur l'onde est essentiel. Toutefois, les électrons ne pourront atteindre le synchronisme avec l'onde après l'amplification, car le champ radial les accélère toujours un peu : ainsi, on ne peut attendre un rendement supérieur dans le cas *b*.

A part la différence exprimée par (56), les cas *a* et *b* sont identiques. D'ailleurs, si ω_r tend vers zéro, ils viennent se superposer avec le fonctionnement du T. P. O. linéaire.

Nous nous limiterons donc au cas *a*.

En posant

$$(57) \qquad M = \frac{I\tau_1 R_\alpha \Delta}{2\omega_r^2} \sim \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{\omega_r}\,\frac{IR_\alpha}{I}\,r_0^2$$

et en remplaçant ξ par sa valeur, on trouve les équations correspondant à (52) et (53) :

$$(58) \qquad \bar{\gamma} - \gamma = M\,\frac{\bar{\gamma}\left[1 + 2\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}\right)\right]}{\left[\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r} + 1\right)^2 + \bar{\gamma}^2\right]\left[\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}\right)^2 + \bar{\gamma}^2\right]},$$

$$(59) \qquad \left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}\right) - \left(\nu - \frac{\omega}{\omega_r}\right) = -M\,\frac{\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}\right)\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r} + 1\right) - \bar{\gamma}^2}{\left[\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r} + 1\right)^2 + \bar{\gamma}^2\right]\left[\left(\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}\right)^2 + \bar{\gamma}^2\right]}.$$

Pour chaque valeur de M, on aura un réseau de courbes analogue à celles de la figure 5, mais ces réseaux ne sont pas homothétiques. Les figures 6 et 7 montrent quelques courbes pour $M = 1$ et $M = 4$.

La figure 8 représente un réseau de courbes pour différentes valeurs de M et $\gamma = 0$ (circuit sans atténuation) (*fig.* 8). Au lieu de tracer des courbes de constantes linéaires, on a préféré garder des constantes angulaires, bien qu'on puisse ainsi moins commodément comparer nos résultats à ceux du T. P. O. et du T. P. O. M.; la raison est que l'angle disponible que décrit un faisceau dans un tube est toujours limité à 180 ou 270° environ dans le cas optimum, et c'est donc la variation des grandeurs angulaires qui traduit le mieux la variation

([1]) On a ici un des exemples probablement nombreux de tube à propagation d'onde où la différence de vitesses entre les électrons et l'onde forcée n'est pas de l'ordre de grandeur du gain, comme dans le T. P. O. linéaire, mais où elle peut être très grande, si B est élevé. En supposant $|\xi| \ll \omega_r$ comme nous l'avons fait souvent pour des calculs de ce genre, et comme il est justifié dans le cas 3 *a* si B est grand, on ne trouverait aucun gain dans le cas 3 *b*. En fait, on est conduit, ici, à des gains égaux dans les deux cas.

du gain global d'un tube. Mais on ne doit pas oublier que le gain linéaire peut être grand, même si le gain angulaire est faible, à condition que le rayon du système soit petit.

Pour $M = 0,1$, on a pratiquement la même courbe que dans le cas 2. Ainsi se trouve fixée la limite entre les cas 2 et 3. On peut voir aisément que $M = 0,1$ correspond à un gain de 6 db par demi-circonférence si l'atténuation est juste suffisante pour éviter l'accrochage à la fréquence de fonctionnement.

Pour $M = 5$, on a pratiquement la même courbe que dans le T. P. O., décalée de $\frac{1}{2}$ pour les valeurs de $\bar{\nu} - \frac{\omega}{\omega_r}$ et de $\nu - \frac{\omega}{\omega_r}$. C'est la limite pratique entre les cas 1 et 2.

Dans ces cas particuliers (cas 3 *a* et *b*) on a *quatre* ondes. Pour les valeurs de u qui conduisent à un gain appréciable, deux sont amplifiées, l'une fortement et l'autre faiblement, les deux autres atténuées, l'une fortement et l'autre faiblement également. (On ne le voit pas nettement sur les figures 6 et 7 parce que les courbes $u =$ const. n'ont pas été tracées.)

Les figures 6 et 7 montrent bien comment, lorsque M décroît, on passe progressivement de courbes très proches de celles du T. P. O. linéaire [comparer les courbes pour $M = 4$ à celles (*fig.* 2) [11] d'une part et les courbes pour $M = 1$ à celles (*fig.* 5)] de l'anticyclotron pour grand champ magnétique, ou du T. P. O. M. (qui en diffère d'autre part par la définition du γ_m et le rendement).

4. Une remarque sur le rendement.

La valeur quantitative du rendement n'a été calculé de façon présise que dans l'exposé du début. Mais nous avons considéré alors le schéma de fonctionnement du tube avec champ magnétique élevé. Dans le cas mixte, les électrons allant plus vite que l'onde dans la direction tangentielle, on doit penser que l'énergie correspondant à ce surplus de vitesse sera également cédée à l'onde, de même que dans le T. P. O. De toute façon, le rendement doit être supérieur à celui de ce tube.

5. Exemples numériques.

Étant donné que le tube n'a encore fait l'objet d'aucune réalisation pratique, ceux-ci ne sont donnés qu'à titre d'illustration de notre calcul; toutefois, nous soulignons que les études théoriques comme celle que nous venons de faire ont généralement conduit, sinon à une prévision exacte des performances des tubes, au moins à des ordres de grandeurs raisonnables.

Nous donnerons deux exemples correspondant au cas 3.

La valeur de la résistance de couplage R_x est calculée d'après l'Annexe pour une ligne à vannes en négligeant la dispersion; la valeur, obtenue ainsi très simplement, doit correspondre à peu près au cas d'une hélice. Les gains donnés correspondent à des circuits occupant une demi-circonférence (π radians) et possédant une atténuation propre égale à l'amplification du tube ($\gamma = -\gamma$, condition de non-accrochage).

Le rendement de conversion η_i ne tient compte que de la relation (10) et non de l'effet du T. P. O. mentionné dans le paragraphe 4.

Dans le choix des conditions de fonctionnement, on doit établir un compromis entre le gain et le rendement; si l'on se fixe la fréquence, la tension, et si la valeur du courant est donnée, il est toujours possible d'augmenter le rendement au détriment du gain et réciproquement.

L'intensité indiquée est le courant par centimètre de largeur du faisceau :

a. $\lambda = 30$ cm.	*b*. $\lambda = 10$ cm.
$V = 3\,000$ V.	$V = 1\,500$ V.
$I = 50$ mA : cm.	$I = 50$ mA : cm,
$B = 18,4$ gauss.	$B = 20$ gauss,
$\omega_r = 3,25.10^8$ sec^{-1}.	$\omega_r = 3,52.10^8$ sec^{-1}.
$r_0 = 10$ cm.	$r_0 = 6,5$ cm.
$r_1 = 8,7$. cm,	$r_1 = 6,1$ cm.
$\eta_i = 25$ %.	$\eta_i = 9$ %.
$M = 0,36$.	$M = 5,1$.
$\bar{\gamma} = 0,38$ Nep : radian.	$\bar{\gamma} = 1,12$ Nep : radian.
$G = 10,3$ db.	$G = 30,6$ db.

Dans l'exemple *b*, on a à peu près le même gain que dans le cas d'un T. P. O. linéaire ayant les mêmes données de fonctionnement (sauf le champ magnétique naturellement) et la même résistance de couplage R_x.

6. Conclusions.

Au point de vue purement théorique, une comparaison s'impose, d'une part entre l'anticyclotron avec champ magnétique élevé et les oscillations électroniques du magnétron, où l'on utilise le mouvement relatif des électrons; d'autre part entre le T. P. O. M. et les oscillations de résonance du magnétron, où l'on exploite le mouvement d'entraînement.

D'après les considérations purement théoriques que nous venons d'exposer, l'anticyclotron offre la

possibilité d'une gamme de performances variant, lorsque la valeur relative du champ magnétique croît de manière continue de celles du T. P. O. à un cas limite absolument semblable au T. P. O. M. par certains traits.

Partons d'un T. P. O. linéaire et introduisons un champ magnétique que nous faisons croître peu à peu; on caractérise ainsi une série de tubes. Les valeurs réalisables de la résistance de couplage entre l'onde et le faisceau (R_α) décroissent, tandis que les courants admissibles croissent : le gain linéaire doit être d'abord comparable à celui du T. P. O., qui a l'avantage d'être moins strictement limité dans sa longueur; le gain total ne varie d'abord pas très sensiblement, tandis que le rendement augmente; puis le gain diminue assez fortement, tandis que le rendement continue à croître; au delà d'une certaine valeur du champ magnétique, le gain devient de l'ordre de celui du T.P.O.M., tandis que le rendement reste nettement inférieur à celui de ce tube. Lorsque nous parlons d'un champ magnétique élevé, il s'agit encore de valeurs absolues très faibles, de l'ordre de 20 à 50 gauss, et c'est là un avantage appréciable de l'anticyclotron.

L'intérêt pratique de l'anticyclotron semble donc résider dans la possibilité de performances intermédiaires entre celles du T. P. O. et du T. P. O. M. au point de vue du gain et du rendement, avec une bande passante du même ordre de grandeur. Il semble donc approprié comme étage intermédiaire dans une chaîne amplificatrice dont, par exemple, l'étage d'entrée serait un T. P. O. linéaire à faible bruit et l'étage de sortie un T. P. O. M.

Pour nous résumer très rapidement, disons que si l'on courbe un T. P. O. du type Kompfner-Pierce en lui adjoignant un champ magnétique transversal, le gain diminue légèrement, tandis que le rendement augmente.

D'autre part, ajoutons que l'anticyclotron serait peut-être apte à la génération d'oscillations millimétriques, à cause de la faible valeur de l'induction magnétique nécessaire.

ANNEXE.

Calcul de la résistance de couplage et de Λ pour une ligne a vannes.

1. *Expression du champ H. F.* — Nous avons besoin de la répartition du champ électrique de l'onde pour calculer les grandeurs R_α et Λ. Pour simplifier, nous supposerons négligeable la variation des champs dans la direction z.

Si l'onde libre est fortement retardée et si les dimensions radiales des circuits sont faibles devant la longueur d'onde, on peut calculer les champs électriques en négligeant l'influence des potentiels vecteurs [12].

Le champ électrique dérive alors d'un potentiel scalaire Φ obéissant à l'équation

$$(1') \qquad \Delta\Phi = 0.$$

Si l'on rend compte de la propagation par un facteur

$$e^{j(\omega t - \nu\alpha)},$$

cette équation s'écrit

$$(2') \qquad \frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial r} - \frac{\nu^2}{r^2}\Phi = 0.$$

Il est facile de voir, en faisant $\alpha = 2\pi$, que ν est le nombre de longueurs d'onde dans une ligne faisant un tour complet.

La solution générale est

$$(3') \qquad \Phi(r) = C_1 r^{\nu} + C_2 r^{-\nu}.$$

Comme $\Phi = 0$ pour $r = \infty$, Φ a la forme

$$(4') \qquad \Phi = \varphi\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\nu}.$$

On a alors

$$(5') \qquad E_\alpha = \frac{j\nu}{r}\Phi,$$

$$(6') \qquad E_\alpha E_\alpha^* = \frac{\nu^2}{r^2}\Phi^2;$$

$$\frac{\partial E_\alpha E_\alpha^*}{\partial r} = 2\frac{\nu^2}{r}\Phi\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\Phi}{r}\right),$$

$$(7') \qquad \frac{r}{E_\alpha E_\alpha^*}\frac{\partial E_\alpha E_\alpha^*}{\partial r} = 2\frac{r^2}{\Phi}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\Phi}{r}\right) = -2(\nu+1).$$

2. *Calcul de la résistance de couplage.* — Pour calculer R_α, nous partirons de W, énergie emmagasinée dans les champs. Celle-ci est le double de

l'énergie emmagasinée dans le champ électrique seul. On a donc, si h est la largeur de la ligne,

$$\frac{dW}{dz} = 2\varepsilon_0 h \int_{r_1}^{\infty} \frac{E_z E_z^* + E_r E_r^*}{2} r\,dr, \tag{8'}$$

car la densité d'énergie instantanée est, dans le système d'unités : centimètre, seconde, ampère, volt, $\varepsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2$. D'après (4),

$$E_r = \frac{-\nu}{r}\Phi, \tag{9'}$$

$$E_r E_r^* = \frac{\nu^2}{r^2}\Phi^2.$$

Ainsi

$$\frac{dW}{dz} = 2\varepsilon_0 h \nu^2 \int_{r_1}^{\infty} \frac{\Phi^2}{r^2} r\,dr = 2\varepsilon_0 h \frac{\nu^2}{2\nu+1} \varphi^2 \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^{2\nu}. \tag{10'}$$

Si la ligne ne présente pas de dispersion, la vitesse angulaire de l'énergie est égale à la vitesse angulaire de phase $\frac{\omega}{\nu}$, le flux moyen de puissance est

$$P_1 = \frac{\omega}{\nu}\frac{dW}{dz}.$$

Si la ligne est dispersive, la vitesse angulaire est plus petite, et P_1 doit être multiplié par un facteur inférieur à 1

$$P_1 = 2\varepsilon_0 \omega h \frac{\nu}{2\nu+1} \varphi^2 \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^{2\nu} \tag{11'}$$

et, d'après la définition de R_z,

$$R_z = \frac{(E_z E_z^*)_{r_0}}{2P_1} = \frac{\nu(2\nu+1)}{4\varepsilon_0 \omega h r_0^2}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2\nu}. \tag{12'}$$

On a alors

$$R_z \Delta = \frac{\nu(\nu+1)(2\nu+1)}{2\varepsilon_0 \omega h r_0^2}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2\nu}. \tag{13'}$$

Comme ν est le nombre de longueurs d'onde contenues dans un tour complet du système, il sera généralement grand, si bien que l'on a environ

$$R_z \Delta = \frac{\nu^3}{\varepsilon_0 \omega h r_0^2}\left(\frac{r_1}{r_0}\right)^{2\nu}. \tag{14'}$$

BIBLIOGRAPHIE.

[1] L. Brillouin, *Theory of magnetron*, II (*Phys. Rev.*, vol. 62, 1942, p. 166 et suiv.).

[2] Demande de Brevet L. M. T. n° 832.947, déposée le 29 mai 1937.

[3] K. Fritz, *Die Energiebilanz der Drehbewegung des Elektrons in der Magnetfeldröhre* (*Telefunkenzeitung*, t. 75, 1937, p. 37).

[4] J. Brossart et O. Dohler, *Sur les propriétés des tubes à champ magnétique constant*, III (*Annales de Radioélectricité*, t. III, octobre 1948, p. 328-338).

[5] Demande de Brevet C. S. F., déposée le 21 juin 1949 sous le n° 574.239.

[6] Demande de Brevet C. S. F., déposée le 25 novembre 1947 sous le n° 545.080.

[7] Addition à [6], déposée le 7 décembre 1949, sous le n° 47.661.

[8] L. S. Nergaard, *Analysis of a simple model of a two-beam growing wave tube* (*R. C. A., Rev.*, t. 9, 1948, p. 585).

[9] A. V. Haeff, *The electron wave tube. A novel method of generation and amplification of microwave energy* (*P. I. R. E.*, t. 37, 1949, p. 4).

[10] R. Warnecke, O. Dœhler et W. Kleen, *Amplification d'ondes électromagnétiques par interaction entre des flux électroniques se déplaçant dans des champs électrique et magnétique croisés* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 229, 1949, p. 709-710).

[11] O. Dœhler et W. Kleen, *Phénomènes non linéaires dans les tubes à propagation d'onde à faisceaux linéaires* (*Annales de Radioélectricité*, t. III, avril 1948, p. 124 et suiv.).

[12] J. R. Pierce, *Circuits for traveling wave tubes* (*P. I. R. E.*, vol. 37, 1949, p. 510 et suiv. spécialt. p. 514, Appendix II).

LES RELAIS PASSIFS DE LA LIAISON AFOURER-BIN-EL-OUIDANE

PAR R. CHAUX ET J. DASCOTTE,

Services techniques de la Société française Radioélectrique.

SOMMAIRE. — *Après quelques considérations sur les relais en général, l'article indique le calcul des diagrammes de rayonnement de miroirs métalliques plans, et l'expression de leur gain. La liaison Afourer-Bin-el-Ouidane est ensuite décrite et les résultats obtenus indiqués. Ces résultats confirment la validité des calculs et permettent de répondre aux objections possibles. Il est conclu à la probabilité de voir l'usage des relais passifs se répandre.*
(C.D.U.621.392.2 : 621.357.66.)

SUMMARY. — *After a few considerations on relays in general, the paper indicates the calculation of the radiating patterns of plane metallic mirrors and the expression of their gain. The Afourer-Bin-el-Ouidane link is then described and the results obtained indicated. These results strengthen the validity of calculations and allow answeriug the objections noted. It ends with the probability of seeing the use of passive relays expand.*
(U.D.C.612.392.2 : 621.357.66.)

1. **Introduction.**

11. RELAIS ACTIFS ET RELAIS PASSIFS. — A mesure que leur longueur d'onde décroît, le comportement des ondes hertziennes se rapproche de celui des ondes lumineuses. Le franchissement des obstacles devient un problème délicat qui peut être résolu par l'emploi de relais, installés sur l'obstacle même. Ces relais peuvent être constitués par un récepteur associé à un émetteur : ce sont alors des relais *actifs* assimilables aux répéteurs des câbles téléphoniques. Mais il n'est pas toujours possible, ou souhaitable, d'utiliser de tels relais. Un relais sans apport d'énergie extérieure autre que celui fourni par l'onde à transmettre, un relais *passif*, permettrait de s'affranchir des sujétions d'alimentation et, partiellement au moins, d'entretien. De plus, son prix de revient serait notablement moins élevé.

Les possibilités pratiques de ce type de relais ont été démontrées par M. H. Gutton qui en a établi les bases théoriques. La première réalisation a été la liaison Continent-Corse [1].

12. CONSTITUTION DES RELAIS PASSIFS. — De tels relais passifs peuvent être formés de l'association d'un aérien récepteur et d'un aérien émetteur convenablement orientés, réunis par un câble coaxial ou un guide d'ondes.

Une autre solution, suggérée par la similitude des ondes ultra-courtes et des ondes lumineuses, est apportée par l'utilisation de *miroirs*, surfaces métalliques au moyen desquelles l'onde incidente est réfléchie dans la direction voulue. C'est ce dernier type de relais qui a été utilisé dans la liaison décrite plus loin.

13. COMPORTEMENT DES « MIROIRS ». — Un examen un peu moins suprficiel que celui qui vient d'être esquissé montre que, pour les longueurs d'ondes utilisées (quelques centimètres au minimum), les raisonnements de l'optique géométrique ne sont pas applicables. En effet, une surface de 3 m de côté, déjà encombrante lorsqu'elle est montée au sommet d'un pylône, ne représente, pour une longueur d'onde de 10 cm, qu'une surface de 30 longueurs d'onde de côté. Une telle surface produit des effets marqués de diffraction, au même titre qu'une surface de 18 μ de côté sur laquelle tomberait un faisceau de lumière jaune.

Aussi, avant d'entreprendre la description des relais mis en œuvre, allons-nous tenter de préciser la grandeur des effets ainsi apparus.

2. **Diagramme de rayonnement d'un miroir plan.**

21. RELATIONS UTILISÉES. — Les formules de Kottler donnent une expression vectorielle des champs produits par un ensemble de sources réparties

sur une surface fermée, en un point P extérieur à cette surface (*fig.* 1).

M. Goudet [5] a donné une expression de ces formules dans le cas où la distance R du point P à un point O choisi au voisinage de la surface est grande.

Soit :

$\vec{u}$, le vecteur unitaire de OP;

$\vec{E}$, $\vec{H}$, les champs électrique et magnétique en un point M de la surface;

$\vec{n}$, le vecteur normal à la surface;

R_0, la distance OM;

α, l'angle OM.OP;

λ, la longueur d'onde;

μ, la perméabilité;

ε, la constante diélectrique;

$K = \frac{2\pi}{\lambda}$.

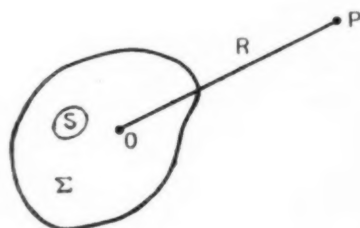


Fig. 1.

On a

$$(1)\quad \vec{E}_p = \frac{j\,e^{-jKR}}{2\lambda R} \iint_\Sigma \left((\vec{u} \times \vec{E}) \times \vec{n} + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left\{ (\vec{H} \times \vec{n}) - \vec{u}\left[(\vec{H} \times \vec{n})\vec{u} \right] \right\} \right) \times e^{jKR_0 \cos\alpha}\, d\Sigma.$$

$$(2)\quad \vec{H}_p = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\vec{u} \times \vec{E}_p).$$

Ce sont ces expressions qui seront utilisées dans ce qui suit.

22. Application. — Considérons un miroir rectangulaire orienté comme l'indique la figure 2; ox, oy sont parallèles aux côtés du miroir, oz en est la normale. Sur ce miroir tombe une onde électromagnétique issue du point à l'infini dans une direction OA située dans le plan xoz et faisant avec oz l'angle φ (angle d'incidence). Le vecteur électrique est supposé parallèle à oy.

Si $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ sont les valeurs des champs en O, en l'absence de miroir, les champs qui se manifes-

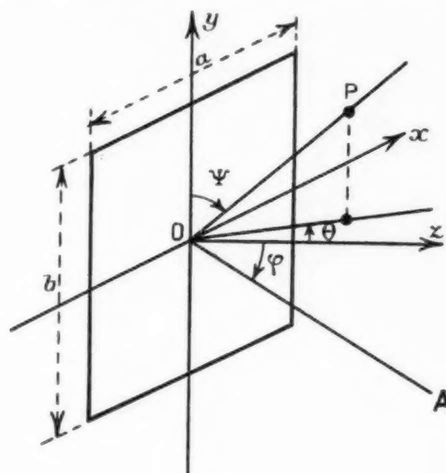


Fig. 2.

teront, le miroir étant en place, seront tels que l'on ait

$$E_x = 0, \qquad H_x = 2H_0 \cos\varphi\, e^{jKx\sin\varphi};$$
$$E_y = 0, \qquad H_y = 0.$$

Portant ces valeurs dans (1), il vient

$$(3)\quad \vec{E}_p = \frac{j\,e^{-jKR}}{2\lambda R} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\, \vec{\Phi},$$

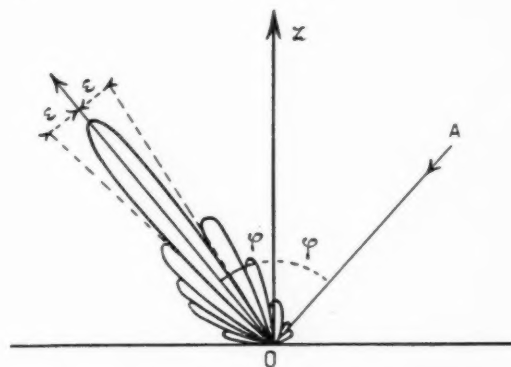


Fig. 3.

$\vec{\Phi}$ étant un vecteur dont le module, après passage en coordonnées sphériques (*fig.* 2), est

$$(4)\quad \Phi_{\varphi} = \sin\psi\, 2ab\, H_0 \cos\varphi\, F\left(\frac{\pi b}{\lambda} \cos\psi \right) \times F\left[\frac{\pi a}{\lambda} (\sin\varphi + \sin\psi \sin\theta) \right].$$

avec

$$F(X) = \frac{\sin X}{X}.$$

Les diagrammes de rayonnement seront donnés par les variations de $|\Phi|$.

23. Diagramme dans le plan d'incidence. — C'est le plan xoz, pour lequel $\psi = \frac{\pi}{2}$:

$$(5) \qquad |\Phi| = 2abH_0 \cos\varphi \, F\left[\frac{\pi a}{\lambda}(\sin\varphi + \sin\theta)\right].$$

Le maximum de $F(X) = \frac{\sin X}{X}$ est obtenu pour $X = 0$, et ce maximum est égal à 1.

Φ est maximum pour un angle θ satisfaisant la relation

$$\sin\varphi + \sin\theta = 0,$$

soit $\theta = -\varphi$ en se limitant à l'espace compris en avant du miroir (côté des z positifs).

Cet angle correspond à l'angle de réflexion de l'Optique géométrique.

Le diagramme comprendra un certain nombre de lobes, les zéros correspondant à

$$\frac{\pi a}{\lambda}(\sin\varphi + \sin\theta) = \pm n\pi.$$

En particulier, les deux zéros encadrant le maximum principal sont donnés par

$$\sin\varphi + \sin\theta = \pm\frac{\lambda}{a}.$$

Soit $\theta = \varphi + \varepsilon$. Pour ε petit, on a

$$\varepsilon = \pm\frac{\lambda}{a\cos\varphi}.$$

Le lobe principal est sensiblement symétrique.

A titre d'exemple, prenons

$$\lambda = 0{,}095 \text{ m}, \quad a = 3{,}3 \text{ m}, \quad \varphi = 45^\circ;$$

on a

$$\varepsilon = \pm 2^\circ 10'.$$

24. Diagramme dans le plan vertical $\theta = -\varphi$. — Faisons $\theta = -\varphi$ dans (4). Il vient

$$(6) \qquad |\Phi| = \sin\psi \, 2abH_0\cos\varphi \times F\left(\frac{\pi b}{\lambda}\cos\psi\right) F\left[\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi(1-\sin\psi)\right].$$

Le maximum maximorum correspond à $\sin\psi = 1$, soit $\psi = \frac{\pi}{2}$ (on se limite à la face avant du miroir).

Il y a une double série de zéros, correspondant à

$$F\left(\frac{\pi b}{\lambda}\cos\psi\right) = 0, \qquad \text{soit} \quad \cos\psi = \pm\frac{n\lambda}{b}$$

et

$$F\left[\frac{\pi a}{\lambda}\sin\varphi(1-\sin\psi)\right] = 0, \qquad \text{soit} \quad \sin\psi = 1 - \frac{n\lambda}{a\sin\varphi}.$$

Les premiers zéros sont obtenus pour

$$\psi = \frac{\pi}{2} \pm \varepsilon,$$

soit

$$\varepsilon_1 = \pm\frac{\lambda}{b} \quad \text{pour la première série,}$$

$$\varepsilon_2 = \pm\frac{\lambda}{a\sin\varphi} \quad \text{pour la deuxième série.}$$

Ces derniers zéros tendent à s'écarter quand l'incidence devient normale.

En reprenant l'exemple numérique choisi plus haut, on trouve

$$\varepsilon_1 = \pm 1^\circ 30', \quad \varepsilon_2 = \pm 2^\circ.$$

25. Généralisation. — Si le vecteur électrique n'est plus parallèle au miroir, des considérations analogues peuvent encore être développées. On trouve encore une série de lobes, le lobe principal étant axé sur le rayon *réfléchi* au sens admis en Optique géométrique. L'expression (3) reste toujours valable et, pour la direction privilégiée,

$$(7) \quad \begin{cases} |\Phi| = \sqrt{1-\cos^2\xi - \cos^2\nu}\, 2abH_0 = 2S_0\cos\varphi\, H_0, \\ S_0 = ab = \text{surface du miroir}, \end{cases}$$

ξ et ν étant les angles de oz respectivement avec la direction de $\vec{E}_0$ et $\vec{H}_0$. Si l'un de ces vecteurs est parallèle au miroir, le cos correspondant est nul et l'on retrouve le cas traité aux paragraphes 23 et 24.

26. Gain du miroir réfléchissant. — La puissance recueillie par le miroir est

$$W = E_0^2 cS,$$

$$S = S_0\cos\varphi = \text{surface apparente du miroir.}$$

La puissance recueillie par une antenne demi-onde en court-circuit serait

$$W = E_0^2 c\frac{\lambda^2}{2},$$

soit un gain

$$g = \frac{2S}{\lambda^2},$$

$$10\log g = 10\log\frac{S}{\lambda^2} + 3.$$

La puissance recueillie par le miroir est entièrement rayonnée de nouveau. Si elle l'était par un aérien omnidirectionnel, on aurait, pour valeur du vecteur de Poynting en P,

$$p = \frac{E_0^2 c S}{4\pi R^2}.$$

Alors qu'avec le miroir cette valeur est

$$p = \frac{E_0^2 c S^2}{\lambda^2 R^2},$$

soit un gain d'émission

$$g = \frac{4\pi S}{\lambda^2},$$

$$10 \log g = 10 \log \frac{S}{\lambda^2} + 11.$$

Par rapport à une antenne demi-onde isolée dans l'espace, ce gain devient

$$10 \log g = 10 \log \frac{S}{\lambda^2} + 9.$$

Au total, le gain du miroir par rapport à l'antenne demi-onde court-circuitée est

$$G = 20 \log \frac{S}{\lambda^2} + 12. \qquad (8)$$

Gain d'un relais passif utilisant un ensemble d'aériens reliés par coaxial ou guide d'onde. — Le gain de chacun des aériens utilisés par rapport à l'antenne demi-onde est

$$g_1 = 10 \log \frac{S}{\lambda^2} + 6. \qquad (9)$$

Cette formule tient compte d'un *facteur d'illumination* correspondant à une surface théorique réduite à $\frac{S}{\lambda}$.

Mais l'antenne en court-circuit rayonne toute la puissance qu'elle reçoit.

Dans le cas du relais, la puissance doit être transmise à un organe d'utilisation qui est l'aérien d'émission. L'adaptation rendue ainsi nécessaire ne permet d'utiliser que le quart de la puissance recueillie. Le gain total du système devient

$$10 \log_{10} g = 2 g_1 - 6 = 20 \log \frac{S}{\lambda^2} + 6.$$

A surface apparente égale, le rendement du miroir est donc supérieur de 6 db à celui du relais constitué par deux aériens. Si l'on compare les surfaces réelles, par contre, cet avantage de 6 db n'existe que pour l'incidence normale et diminue à mesure que l'angle d'incidence augmente. Il est nul pour un angle de 45°.

3. La liaison Afourer-Bin-el-Ouidane.

31 Généralités. — Les principes exposés ci-dessus ont reçu leur application dans la liaison hertzienne installée au Maroc entre Afourer et Bin-el-Ouidane.

Afourer est situé au pied de l'Atlas, à une altitude de 450 m; Bin-el-Ouidane, dans la vallée très encaissée de l'Oued-el-Abid, à 700 m environ. Une chaîne montagneuse dont le sommet, le mont Tazerkoumt, s'élève à 1 700 m, les sépare. Les deux

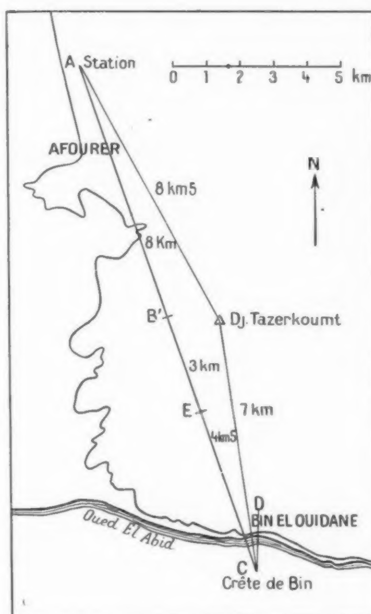


Fig. 4. — Carte de la liaison.

points où les stations furent installées sont distants de 15 km à vol d'oiseau (*fig.* 4). Les coupes de terrain AC, AB et BC (*fig.* 5 et 6) donnent une idée de la nature du relief : rides perpendiculaires au trajet sur le versant Afourer et vallées rayonnant autour du Tazerkoumt sur le versant Bin-el-Ouidane

La Compagnie de *L'Énergie électrique du Maroc* avait demandé à notre Société de relier Afourer à Bin-el-Ouidane par un câble hertzien à six canaux.

32. Solution choisie. — La nature de la liaison imposait le choix de fréquences élevées. L'altitude du Mont Tazerkoumt et la profondeur de la vallée de Bin-el-Ouidane interdisaient l'emploi d'ondes métriques. Il ne pouvait être question d'installer un relais actif en pleine montagne, pour de multiples raisons tant techniques que financières.

La mise en œuvre de relais passifs, d'aériens à gain élevé et, par conséquent, d'ondes aussi courtes que possible, s'imposait donc. Une longueur d'onde de 9 à 10 cm fut finalement adoptée, cette longueur la rive Sud de l'oued se révéla nécessaire lors de l'établissement du projet.

Ce projet, agréé par *L'Énergie électrique du Maroc*, ne manqua pas de détracteurs, certains

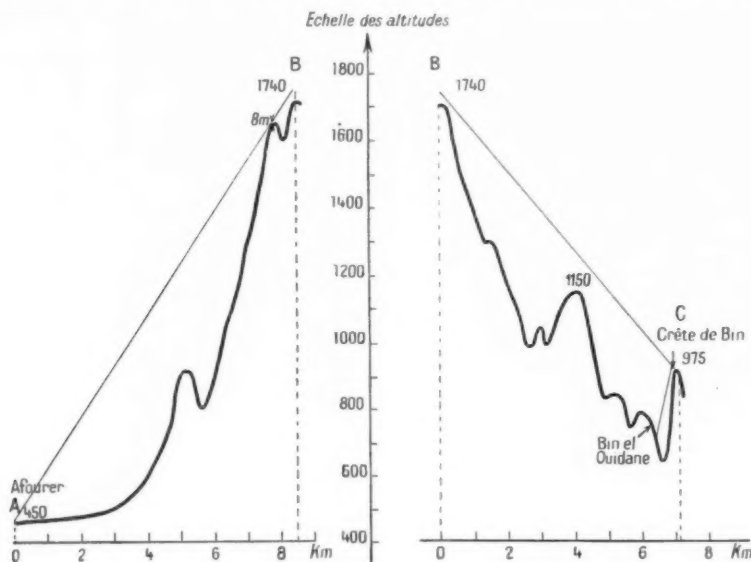


Fig. 5. — Coupe de terrain AB et BC.

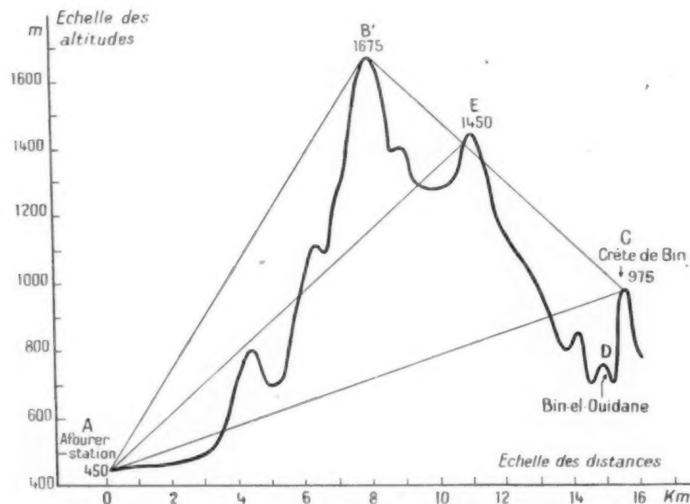


Fig. 6. — Coupe de terrain AC.

d'onde correspondant à des tubes d'utilisation courante.

Mais un seul relais passif, même situé au point le plus élevé de la montagne, n'aurait pas encore permis d'atteindre Bin-el-Ouidane au fond de sa vallée. Un second miroir dressé sur la crête dominant allant jusqu'à prédire un échec total. Comme on le verra plus loin, il n'en a fort heureusement rien été.

33. Constitution des relais passifs. — *A la crête de Bin-el-Ouidane*, le relais est un simple miroir plan de 10 m², constitué de quatre feuilles de dura-

lumin montées sur un cadre rigide. Deux dispositifs de commande permettent de déplacer ce cadre de ± 2° tant en direction qu'en site autour d'une position moyenne. Une armature de poutrelles métalliques supporte l'ensemble, surélevant le miroir de 2 m environ au-dessus du sol (*fig.* 7).

Au Tazerkoumt, le rayon doit être renvoyé dans une direction voisine du prolongement du rayon incident. Un miroir unique, attaqué sous une incidence presque rasante, eut présenté une surface apparente faible. Aussi, le relais passif (*fig.* 8) a-t-il été constitué de deux miroirs plans de 10 m² montés un peu à la manière d'un périscope couché sur le côté; l'angle d'incidence est alors voisin de 45°. Ces miroirs peuvent pivoter de quelques degrés, l'un autour d'un axe vertical, l'autre autour d'un axe horizontal. La direction du faisceau finalement réfléchi est donc réglable en direction et en site.

Toute la surface des miroirs n'est malheureusement pas utilisée; les sites importants des rayons incidents et réfléchis (8°,30 et 6°,30) imposent, en effet, entre les miroirs, une section losange au faisceau utile. La surface apparente projetée sur le front d'onde est, dès lors, réduite à 5 m².



Fig. 7. — Miroir de la crête de Bin-el-Ouidane.

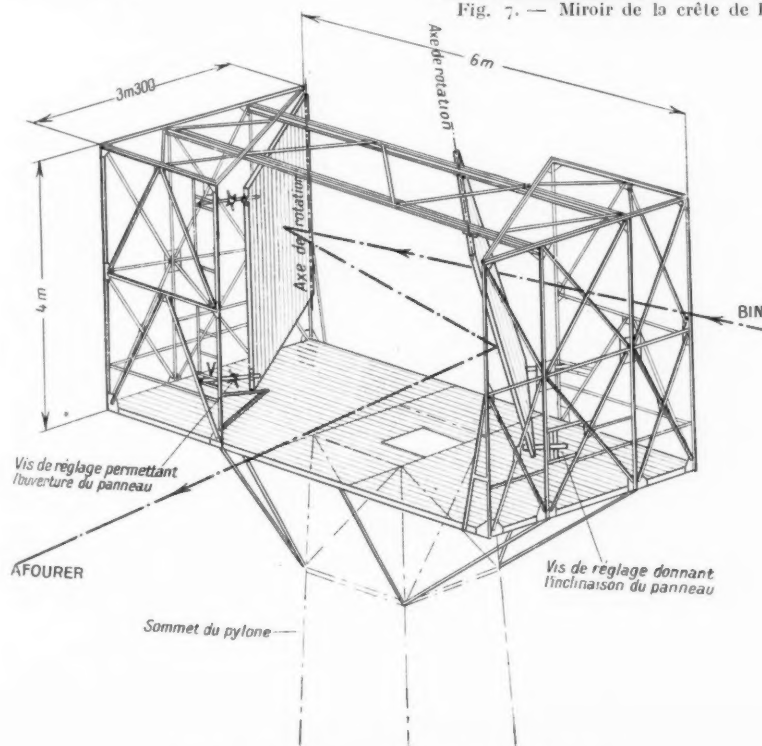


Fig. 8. — Relais passif pour ondes centimétriques.

Les deux miroirs sont montés dans une cage ouverte de deux côtés. Cette cage est elle-même supportée par un pylône de 40 m (*fig.* 9), rendu nécessaire par la configuration du terrain entre Afourer et le Tazerkoumt.

34. Aériens terminaux. — Les aériens d'émission et de réception sont identiques et chacun comprend :

— un miroir parabolique de 10 m² d'ouverture;
— un cornet placé au foyer du miroir.

La polarisation est verticale pour tous les aériens.



Fig. 9. — Pylône du Tazerkoumt.

Le miroir est une section de paraboloïde par un prisme carré de 3,30 m × 3,30 m, d'axe parallèle à l'axe du paraboloïde. Sa distance focale est de 4 m environ. Il a été réalisé au moyen de bandes de duralumin fixées sur une armature de poutrelles, également en duralumin (*fig.* 10). Deux piliers de béton le surélèvent de 1,50 m au-dessus du sol (*fig.* 11).

Le cornet est fixé au bout de la tête U. H. F. de l'émetteur ou du récepteur, supportée elle-même par un trépied ou une console.

L'implantation des massifs de béton a été déterminée de manière à avoir une orientation approximative de l'aérien dans la direction voulue. Le réglage final, d'ailleurs très peu critique, peut être assuré par un déplacement latéral du cornet.

Le réglage en site est assuré par des haubans ancrés au sol, le miroir pouvant pivoter autour d'un axe horizontal porte par les piliers.

Ces moyens de réglage, bien que rudimentaires, se sont révélés suffisants.

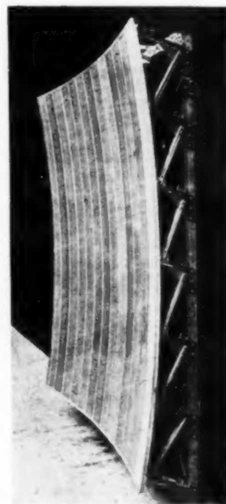


Fig. 10. — Miroir parabolique pour aérien terminal.



Fig. 11. — Station d'Afourer pendant les essais.

35. Matériel radio. — L'urgence d'une liaison se faisant sentir de façon aiguë, une installation provisoire à un canal a été d'abord réalisée. Le matériel correspondant, construit sous forme portable, ne sera pas décrit en détail (*fig.* 12).

Ses caractéristiques générales sont les suivantes :

Longueur d'onde........	9,5 cm environ
Puissance émise........	1 W
Tube d'émission........	klystron KB 128
Type de modulation.....	modulation de fréquence

Ce matériel est sur le point d'être remplacé par un système multiplex à six voies utilisant un magnétron d'une puissance crête de plus de 100 W.

36. Calcul de la liaison. — Les formules appliquées sont celles qui ont été établies, soit par M. Chireix [2], soit au cours de cet article.

Pour 1 W émis, la puissance du signal à la station terminale est

$$S = -60 + 20\log\frac{S_1}{\lambda D_1} - 60 + 20\log\frac{S_2}{\lambda D_2} - 60 + 20\log\frac{S_3}{\lambda D_3},$$

avec

S_1,	surface des aériens....................	10 m²,
S_2,	» apparente du premier relais....	5 m²,
S_3,	» » du deuxième relais...	10 m²,
λ,	longueur d'onde........................	$9{,}5.10^{-2}$ m,
D_1,	» du premier tronçon.........	8,5 km,
D_2,	» deuxième »	7,5 km,
D_3,	» troisième »	0,7 km.

On trouve

$$S = -105 \text{ db}.$$

Pour une bande passante de 3 Mc : s et une figure de bruit du récepteur estimée *a priori* à 15 db, on a, d'autre part, une puissance de bruit

$$B = -117 \text{ db},$$

d'où

$$\frac{S}{B} = 12 \text{ db à l'entrée du récepteur},$$

soit 2 à 3 db au maximum au-dessus du seuil de fonctionnement des systèmes comportant une limitation du signal à la réception $\left(\text{modulation de fréquence ou impulsions } \frac{S}{B} = 9 \text{ à } 10 \text{ db}\right)$.

La liaison se présente donc avec une marge de sécurité assez faible, au moins pour la puissance de 1 W mise en œuvre dans le matériel provisoire. Par contre, le matériel définitif, avec sa puissance de 100 W, voit cette marge de sécurité portée à 20 db au moins.

37. Résultats obtenus et discussion des objections présentées. — *Résultats obtenus.* — Bien que les récepteurs utilisés aient vraisemblablement conservé, malgré les transports et la température élevée, une figure de bruit inférieure à 15 db, le seuil a été dépassé de très peu. Il a même fallu, pour obtenir une liaison convenable, réduire la bande passante des récepteurs à 1,5 Mc : s. La liaison qui fonctionne depuis le mois d'août 1949, s'est maintenue stable et pratiquement exempte de fading.

Les résultats sont donc en assez bon accord avec le calcul, qui, malgré tout, semble légèrement optimiste. Nous pensons d'ailleurs qu'un tel calcul ne peut, de toutes façons, représenter la réalité avec une précision supérieure à quelque 6 db.

Objections présentées. — Ainsi que nous l'avons dit, le projet a rencontré un certain nombre de sceptiques. En dehors de considérations de divers ordres, des objections d'ordre technique ont été soulevées.

1° Les précipitations atmosphériques, ou les particules en suspension dans l'air, ne peuvent-elles créer une absorption du faisceau ?



Fig. 12. — Matériel portable.

La longueur d'onde de 9 cm adoptée est précisément celle qui, dans les gammes ultra-courtes, semble la moins sujette à l'absorption par le brouillard, la pluie ou la neige.

Cette absorption reste d'ailleurs très faible jusqu'à une longueur d'onde de l'ordre de 5 cm. Des études systématiques ont été faites à ce sujet à propos de l'utilisation des radars. Par contre, les renseignements sont moins abondants en ce qui concerne les poussières et l'objection était d'autant plus valable que l'endroit où la liaison a été installée est souvent en proie au vent de sable.

Il s'est trouvé précisément que, pendant la durée de l'expérimentation précédant la mise en service, des vents de sable se sont élevés, régnant tous les après-midi régulièrement, pendant une semaine environ. Malgré l'obscurcissement de l'atmosphère, la liaison pourtant proche du seuil de fonctionnement n'a jamais été interrompue. Il semble donc que l'absorption par les particules solides reste très faible.

2° Que deviennent les propriétés directives des miroirs lorsqu'ils sont recouverts de givre ou de neige ?

Cette objection vise particulièrement le relais installé à 1 700 m sur le mont Tazerkoumt.

Déjà l'expérience d'aériens paraboliques sur 23 cm installés au mont Ventoux, nous incitait à penser que l'action du givre serait pratiquement nulle. La constance de la liaison entre Afourer et Bin-el-Ouidane au cours de l'hiver 1949-1950 a confirmé cette opinion.

3° Il semble possible que des réflexions sur des obstacles puissent, surtout en pays de montagne, permettre plusieurs trajets entre les stations. Il en résulterait une atténuation ou un renforcement du champ reçu.

En fait, un tel phénomène s'accompagne presque toujours de fading, un ou plusieurs des trajets étant fluctuant. Or, aucun fading sensible n'a été noté.

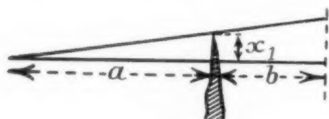


Fig. 13.

En outre, dans ce cas, plusieurs réglages des aériens en direction pourraient être trouvés, ou tout au moins y aurait-il une dégradation apparente de l'acuité des faisceaux, ce qui n'a jamais été observé.

De telles réflexions n'en demeurent pas moins possibles. Mais le problème existe au même titre dans une liaison sans relais passif. Il a été objecté que le champ produit par les diffractions ou réflexions pouvait être supérieur au champ dû au relais passif. Mais alors, il ne serait évidemment pas question d'installer un relais passif et le problème ne se poserait pas.

4° Cette objection s'enchaîne à la précédente. Était-il absolument nécessaire d'employer des relais passifs ? Le champ résultant des phénomènes de diffraction n'eut-il pas été suffisant, en employant au besoin des ondes plus longues ?

Le choix des stations étant restreint par l'obligation de ne pas s'éloigner outre mesure des cités d'Afourer et Bin-el-Ouidane, tous les trajets directs possibles ont en coupe une allure comparable à celle de la figure 6 : au moins deux arêtes se masquant l'une l'autre.

Nous nous bornerons à faire la comparaison pour une station telle que C située sur la crête de Bin-el-Ouidane et un seul relais passif. La puissance émise sera prise égale à 1 W.

En l'absence de tout obstacle, on aurait en C, avec les aériens utilisés,

$$\left.\begin{aligned} S &= -66 + 16 = -50 \text{ db} \\ B &= -117 \text{ db} \\ \frac{S}{B} &= 67 \text{ db} \end{aligned}\right\} \quad \text{pour} \quad \lambda = 0{,}1 \text{ m.}$$

L'atténuation A due à la diffraction peut être prise égale à

$$A = 10 \log 2\pi^2 v_1^2 = 20 \log v_1 + 13,$$

avec

$$v_1 = \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}}\, x_1 \qquad (a,\ b,\ x \text{ étant définies figure 13}).$$

Si nous négligions l'obstacle E, ce qui nous donnerait une valeur du champ estimée par excès, la diffraction due à l'obstacle B′ donnerait en C une atténuation

$$A = 53 \text{ db} \left\{\begin{aligned} a &= 8\,000 \text{ m,} \\ b &= 7\,500 \text{ m,} \\ x_1 &= 970 \text{ m,} \\ v_1 &= 97. \end{aligned}\right.$$

Soit au total $\frac{S}{B} = 14$ db

$\left(\text{contre } \frac{S}{B} = +30 \text{ db avec le relais passif}\right)$.

Prenons maintenant une onde de 3 m et des aériens déjà très développés de gain : $G = 10$ db.

La formule donnant S peut s'écrire

$$S = -78 + 20 \log \lambda - 10 \log D + 2G,$$
$$S = -78 + 10 - 24 + 20 = -72 \text{ db},$$
$$B = -117 \text{ (bande 3 Mc : s, N = 15 db)},$$
$$\frac{S}{B} = 45 \text{ db}.$$

L'atténuation en B′ est

$$-A = -38 \text{ db} \qquad \text{pour} \quad v_1 = \frac{97}{\sqrt{30}} = 17{,}5.$$

Soit au total $\frac{S}{B} = +7$ dq.

Certes, on peut escompter un champ supérieur à celui qui vient d'être calculé, un certain nombre d'observations tendant à montrer que ce calcul correspond au champ quasi minimum, obtenu pendant une faible fraction du temps. Mais il n'en reste pas moins qu'il faudrait des niveaux supérieurs de 3 db au moins pour atteindre le seuil de fonctionnement des systèmes à modulation de fréquence ou à impulsions et la liaison eut été sujette au fading.

De toutes façons, il eut été impossible d'atteindre la cité de Bin-el-Ouidane elle-même, en ne comptant que sur les phénomènes de diffraction.

Possibilités d'utilisation des miroirs. — La liaison qui vient d'être décrite offre un exemple d'utilisation des miroirs. Le calcul montre, qu'à surface donnée, un miroir offre une perte d'autant plus faible que la longueur d'onde est plus petite et la distance à une station active plus réduite. De leur

côté, les champs dus à la diffraction sont d'autant plus élevés que la longueur d'onde est plus grande, et pour un obstacle mince la distance à l'écran plus grande. Il ne sera donc pas, *a priori*, recommandable de placer un relais à mi-parcours d'une liaison, sauf si cette liaison est elle-même courte et qu'un obstacle important la coupe (c'est le cas de la liaison Afourer-Bin-el-Ouidane).

Une utilisation plus courante des miroirs peut être la suivante : une station active est installée en un point sans visibilité, mais commode pour l'exploitation ou l'alimentation. Si, à proximité, se trouve un point dégagé, un miroir peut y être installé. On peut ainsi sortir d'une gorge comme celle de Bin-el-Ouidane.

Dans d'autres cas, un pylône pourra donner la visibilité nécessaire. Un miroir sera installé en haut de ce dernier. Les aériens de départ pourraient être pointés en conséquence. Une telle solution entraînerait quelques difficultés d'installation et d'entretien : les aériens, paraboles ou cornets dirigés vers le haut, permettraient l'accumulation des poussières et rendraient plus difficiles l'établissement des *vitrages* fermant les ouvertures. Ces difficultés peuvent être éliminées par l'emploi d'un second miroir plan, placé près du sol, et renvoyant vers le haut du pylône le faisceau issu de l'aérien de départ, dont l'axe pourra alors être sensiblement horizontal.

Pour calculer la perte d'insertion d'un miroir placé à faible distance, ou d'un ensemble de miroirs comme celui dont il vient d'être question, les formules employées au cours de l'article ne sont évidemment plus valables. Une étude théorique de ce problème particulier a été effectuée; étude d'où il ressort, entre autres, que la perte d'insertion peut être de l'ordre de 10 db pour des dimensions raisonnables des surfaces. Cette perte peut paraître élevée, mais en regard, il faut placer la possibilité de suppression des guides d'ondes ou câbles coaxiaux et l'avantage d'avoir tout le matériel radio au sol. Du point de vue financier, le bénéfice est incontestable. Signalons toutefois un inconvénient du système : une petite partie de l'énergie est renvoyée vers les aériens de départ, modifiant légèrement les adaptations et créant un couplage supplémentaire entre aériens d'émission et de réception.

On peut également constituer, avec les miroirs des *stations d'aiguillage*, le faisceau issu de l'aérien de départ unique étant réfléchi par plusieurs miroirs dans les directions convenables.

On voit, par cette esquisse rapide, la diversité des usages possibles et la souplesse d'emploi des miroirs.

Conclusion.

La liaison Afourer-Bin-el-Ouidane fonctionne maintenant depuis près d'un an. Répondant à des conditions sévères, elle a été mise en place en plein été marocain, ce qui a rendu parfois pénibles les difficultés matérielles rencontrées. Elle a, depuis, subi l'épreuve des orages, du vent de sable, de la neige et du givre qui ont montré sa stabilité et son indifférence aux perturbatious de toutes sortes.

La possibilité d'établir au moyen de relais passifs des liaisons sûres et calculables *a priori* semble donc démontrée.

Mais il serait imprudent de vouloir employer ces relais sans discernement. Chaque problème particulier de liaison doit, en particulier, être examiné du point de vue du champ diffracté par l'obstacle à franchir.

Il n'en reste pas moins que de tels relais peuvent rendre de précieux services en pays accidentés, lorsque l'alimentation d'un relais actif est impossible ou incommode. Ils permettent aussi de placer les stations en des points sans visibilité, facilitant ainsi grandement leur implantation et permettant de répondre à des conditions particulières d'alimentation, d'exploitation ou même de stratégie. Il faut donc s'attendre à voir leur usage se répandre de plus en plus dans les réalisations futures.

Remerciements.

Nous tenons à remercier bien vivement *L'Énergie électrique du Maroc*, non seulement de la part quasi exclusive qu'elle a assumée, dans les travaux d'établissement de l'infrastructure de la liaison, mais encore de la foi dont sa Direction et ses Techniciens ont fait preuve et de l'accueil qui a été réservé par tous ses Membres aux représentants de la S. F. R.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. Hugon, *Emploi d'un miroir réflecteur et de lentilles électromagnétiques simples dans la liaison expérimentale Continent-Corse sur 23cm* (*Annales de Radioélectricité*, avril 1949, n° 16, p. 157).

[2] H. Chireix, *Sur le calcul des liaisons radiotéléphoniques multiplex en ondes ultra-courtes* (*Annales de Radioélectricité*, t. II, n° 7, janvier 1947).

[3] Schelkunoff, *Electromagnetic waves.*

[4] S. Silver, *Microwave antenna theory and design* (*M. I. T.*).

[5] G. Goudet, *Une formule de rayonnement électromagnétique* (*Onde électrique*, août-septembre 1947).

[6] J. Maillard, *Les antennes en hyperfréquences* (*Onde électrique*, mars 1949).

LES DIÉLECTRIQUES CÉRAMIQUES A HAUTE CONSTANTE DIÉLECTRIQUE. CAS DES TITANATES (1)

Par A. DANZIN,

Chef de Laboratoire au Centre de Recherches
de la Compagnie Générale de T. S. F.

Sommaire. — *Après un rapide exposé des propriétés générales des céramiques et de leur mode d'élaboration, l'auteur examine les propriétés diélectriques des isolants minéraux normaux, puis celles de certains titanates.*

Quelques explications tirées de la structure interne des matériaux permettent de mieux relier entre eux cette somme de résultats expérimentaux.

L'auteur examine ensuite les moyens d'action du physicien sur la modification des problèmes par synthèse chimique, puis indique les applications envisagées pour ces sortes de matériaux.
(C.D.U.621.3.011.5 : 621.315.612.)

Summary. — *After a succinct survey of the general properties of ceramics and their preparation, the author considers the dielectric properties of normal mineral insulating materials with special reference to some titanates.*

This record of experimental data is better synthetized in the light of considerations on the internal structure of the materials.

The means available to the physicist to modify the problems by chemical synthesis are then outlined; lastly, the possible applications of this type of materials are surveyed.
(U.D.C.621.3.011.5 : 621.315.612.)

Les céramiques constituent une classe de corps privilégiés dans la famille des isolants offerts aux physiciens. Elles présentent, en effet, une étonnante

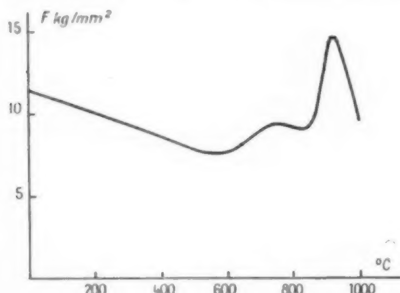


Fig. 1. — Résistance à la flexion à chaud, stéatite S 68.

stabilité de leurs propriétés mécaniques et thermiques dans un intervalle de température très étendu.

(1) Conférence présentée à la Société des Radioélectriciens, dans sa séance mensuelle du samedi 26 novembre 1949, à 17 h à la Sorbonne.

Si l'on se limite, bien entendu, aux céramiques exemptes du défaut de gélivité ou d'anomalies de dilatation, il y a peu de différence entre les comportements à — 100 et 800° C.

Eu égard au gigantesque domaine de température envisagé dans lequel les matières plastiques craquellent, fondent ou se décomposent, où les verres ramollissent, où les métaux s'oxydent, on peut considérer comme providentielle cette stabilité imperturbable des matériaux céramiques.

La figure 1 montre, à titre d'exemple, la variation de la résistance à la flexion d'une pâte à base de stéatite entre l'ambiante et 1 000° C.

Une bonne céramique, c'est-à-dire une céramique *étanche* est, en outre, parfaitement résistante aux agents corrosifs normalement contenus dans les atmosphères viciées; les porcelaines chinoises et persanes ont traversé les siècles sans rien perdre de leur éclat.

L'humidité n'a de prise qu'en surface mais la surface peut être protégée par de solides émaux ou recouverte de métallisations fortement adhérentes.

L'étincelle de contournement superficiel ou le contact du fer à souder chaud ne laisse pas de trace.

Les dilatations sont faibles, deux à cinq fois plus petites que celles des métaux, dix fois inférieures aux dilatations des matières plastiques usuelles.

Si l'on excepte l'inévitable fragilité les propriétés mécaniques sont excellentes ainsi que le montre le tableau I ci-dessous.

TABLEAU I.

Propriétés mécaniques comparées pour différents matériaux (kg : mm²).

	Flexion.	Traction.	Compression.
Acier	60	75	70
Fer doux	30	40	30
Verre	7	5	10
Céramique à base de stéatite	10	8	26
Céramique à base d'alumine...	22	18	60

L'absence de plasticité de la céramique, sa dureté et son faible coefficient de dilatation permettent d'atteindre par rectification, à l'aide d'outils spéciaux, une extrême précision des cotes géométriques, supérieure à celle que l'on peut atteindre sur métaux et plus stable dans le temps.

L'emploi en Radioélectricité des diélectriques céramiques repose essentiellement sur ces particularités et l'on peut énoncer cette proposition d'apparence paradoxale : *l'intérêt des diélectriques céramiques réside dans les propriétés non diélectriques.*

C'est du moins ce que l'on pouvait penser vers 1935 et c'est la raison profonde du développement premier de la céramique dans la construction radioélectrique.

Nous verrons par la suite de cet exposé que le développement des recherches sur certaines céramiques spéciales à base d'oxyde de titane a modifié ce point de vue.

Des matériaux ont été élaborés qui, par leurs propriétés diélectriques, n'ont pas d'équivalent.

Mais, de toute manière, les propriétés fondamentales des céramiques subsistent, au moins en partie, et ces qualités sont fortement influencées par les conditions de l'élaboration.

Une très rapide étude de cette élaboration nous permettra de mieux fixer les idées sur la structure du matériau.

1. Élaboration des céramiques.

On prépare d'abord un mélange de poudres de différents produits chimiques selon une *composition chimique* déterminée, qui est une des caractéristiques du produit mais non la seule.

Puis on passe au broyeur à billes, opération longue, malpropre, baroque mais irremplaçable, qui

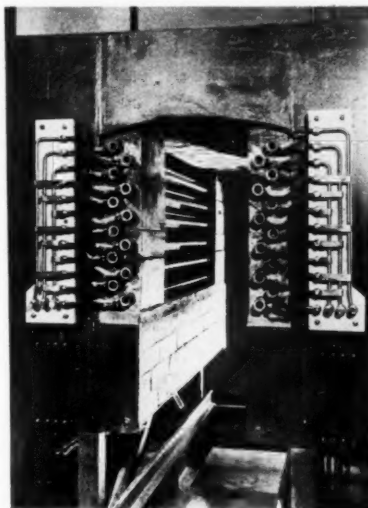


Fig. 2. — Vue du four.

a pour but d'aviver les surfaces des différents constituants cristallisés et d'en accroître la réactivité chimique superficielle.

Les temps de passage au broyeur varient entre 8 et 100 h selon les compositions.

Après séchage et tamisage, la poudre impalpable obtenue est prête à l'emploi.

Il reste à la mettre en forme, ce que les hommes



Fig. 3. — Vue du panneau de contrôle.

savent faire depuis des millénaires, sous la seule condition d'une introduction suffisante d'argile dans la composition.

L'argile est, en effet, un produit unique en son genre dans toute la Chimie minérale par la plasticité qu'elle confère aux poudres inertes avec lesquelles elle est mélangée, mais la présence d'argile ou l'un de ses constituants, silice ou alumine, peut être néfaste. Dans certains diélectriques comme dans certains ultra-réfractaires des traces même sont à prohiber.

Le difficile problème de la plastification artificielle des pâtes à l'aide de liants organiques de synthèse, entièrement détruits à la cuisson, a fait l'objet d'importantes recherches au cours de ces dernières années. En France, on doit citer, en particulier, les travaux de M. Lecuir qui a proposé une série complète de plastifiants.

Parmi ces plastifiants, les uns sont thixotropes, c'est-à-dire qu'ils présentent une réduction considérable de la viscosité sous l'effet de la pression. L'aggloméré, compact et solide en l'absence de pression, se comporte comme une dispersion de poudre dans un liquide lorsque la pièce est mise sous presse.

D'autres plastifiants sont lamellaires et leur analogie de structure avec l'argile est à l'origine de leur analogie de comportement. Ils conviennent aux façonnages sous faible pression.

Convenablement plastifiée, la pâte peut être mise en forme par toute une série de moyens : moulage, filage, tournage, extrusion, etc.

Après séchage, les pièces sont cuites à haute température, nouvelle opération capitale de l'élaboration (*fig.* 2 et 3).

Remarquons en passant que, quelle que soit la bonne volonté des opérateurs, le cycle d'élaboration est long et il n'est pas possible aux céramistes de fournir leurs produits instantanément sous peine d'abaisser gravement la qualité. Cette remarque revêt un certain intérêt pratique pour les chercheurs qui doivent être organisés et patients comme pour les usagers auxquels on doit parfois demander les mêmes qualités.

2. **Les propriétés diélectriques.**

Les propriétés groupées sous le Chapitre des propriétés diélectriques sont si nombreuses qu'il semble nécessaire de faire, à l'origine, un rapide inventaire.

C'est l'objet du Tableau II ci-dessous.

TABLEAU II. — *Propriétés diélectriques.*

Désignation.	Abréviation courante.	Définition pratique.
Rigidité	kV : mm	Tension de claquage d'un échantillon ayant 1 mm d'épaisseur
Résistance massique	ρ_m	Résistance d'un cube ayant 1 cm de côté et dont deux côtés opposés sont métallisés
Résistance superficielle	ρ_s	Résistance d'un carré, pris sur un isolant de grand volume, ayant 1 cm de côté et dont deux côtés sont métallisés opposés.
Constante diélectrique	ε	Rapport des capacités d'un condensateur avec diélectrique et sans diélectrique
Angle de perte	δ	$\operatorname{tg}\delta = \frac{1}{Q}$. Inverse du facteur de qualité $\operatorname{tg}\delta = \frac{W_A}{W_R}$. Rapport de la puissance active à la puissance réactive
Module de piezoélectricité	k	$dQ = k\,dF$. $dx = k\,dI$

Rigidité. — On ne peut citer ici la rigidité diélectrique que pour mémoire. Elle exigerait, à elle seule, un long examen. Il est toutefois nécessaire de mentionner le bon comportement des condensateurs à diélectrique céramique à la fatigue sous tension. Il ne semble pas que les essais de tension diminuent leur résistance à l'arc et les essais peuvent être multipliés sans inconvénient sur les mêmes échantillons.

Résistivité. — La résistivité massique suit la loi exponentielle classique des isolants minéraux de la forme

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{A}{T}},$$

où T est la température absolue.

Il est intéressant de rassembler sur un même diagramme les courbes de divers isolants minéraux.

On remarque sur cette figure l'aspect général des variations analogues dans le cas des verres et des céramiques et la valeur très élevée de la résistivité massique aux environs de l'ambiante, un peu inférieure toutefois à celle des bonnes matières plastiques.

Conductibilité superficielle. — La conductibilité superficielle est essentiellement fonction de l'état

hygrométrique et de l'état de surface (propreté, rugosité, porosité superficielle, etc.), ce qui rend le phénomène fort complexe.

Mentionnons seulement que les émaux céramiques cuits à haute température sont des verres en général très peu sensibles aux altérations chimiques et, par suite, peu conducteurs du courant électrique, même en présence d'humidité. On ne saurait en dire autant dans la généralité des cas des émaux *petit feu* ou de *moufle* cuits vers 600 à 800° C.

Indiquons, ce que nous avons déjà dit plus haut, que l'étincelle de contournement n'altère pas l'isolement d'une bonne céramique.

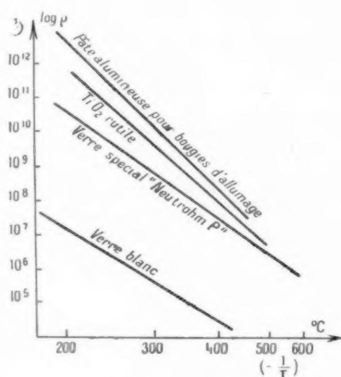


Fig. 4. — Résistivité électrique en fonction de la température.

La constante diélectrique et ses variations avec la température. — Mais c'est l'examen de la constante diélectrique qui va nous amener à découvrir les premières particularités remarquables des diélectriques céramiques.

La règle générale pour les corps solides et isolants est une constante diélectrique faible. Les verres, comme les céramiques à base de stéatite, d'alumine (corindons), les porcelaines, les pâtes à base de zircon ont un pouvoir inducteur spécifique ε de l'ordre de 5 à 8, voisin de celui du mica.

Rappelons que pour les bonnes matières plastiques (polystyrène, teflon, polythène, etc.), ε se situe aux environs de 2 à 3.

La variation de ε en fonction de la température est caractérisée par le *coefficient de température* qui peut être la moyenne $\frac{1}{\varepsilon}\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta\theta}$ entre deux températures extrêmes ou la valeur instantanée $\frac{1}{\varepsilon}\frac{d\varepsilon}{d\theta}$ de la pente à la courbe $\varepsilon = f(\theta)$.

Techniquement, on s'intéressera généralement à la valeur particulière correspondant à l'écart 20-70° C.

La règle habituelle des isolants minéraux solides est une valeur faiblement positive de ce coefficient de température.

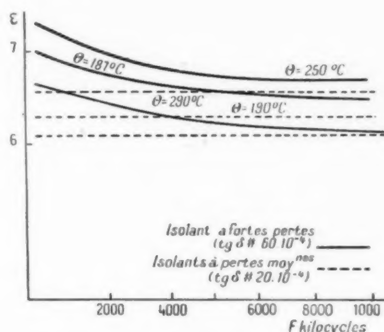


Fig. 5. — Allure des variations de ε en fonction de la température et de la fréquence pour les isolants normaux.

Exprimés en 10^{-6}, les nombres sont compris entre + 30 et + $400 . 10^{-6}$.

Les variations de ε fonction de la fréquence ont toujours la même allure dans le domaine 50 c : s, 100 Mc : s. Légère décroissance lorsque la fréquence croît, puis stabilité de plus en plus grande. Le coefficient de température décroît avec la fréquence, l'amplitude de cette décroissance étant d'autant plus grande que le coefficient de température est lui-même plus élevé.

Pertes diélectriques. — Les pertes diélectriques sont, en général, moyenne ou faibles. Elles décroissent avec la fréquence et croissent avec la température,

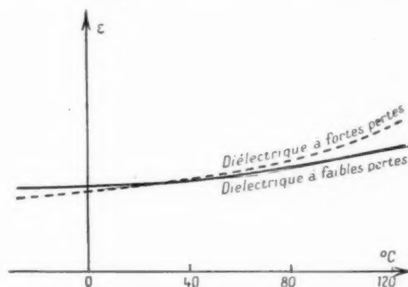


Fig. 6. — Allure des variations de ε (à 1 Mc : s) en fonction de la température.

légèrement aux basses températures plus rapidement à partir d'un certain seuil flou.

On observe que la stabilité de la constante diélectrique en fonction de la fréquence comme de la température est d'autant plus grande que les pertes sont plus faibles.

L'allure des variations, importante par son caractère général, est rendue schématiquement sur les

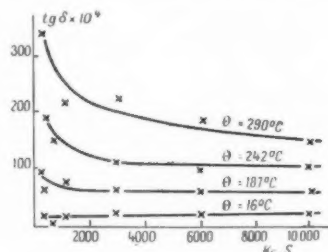


Fig. 7. — Allure des variations de tg δ en fonction de la fréquence pour les diélectriques normaux et à différentes températures.

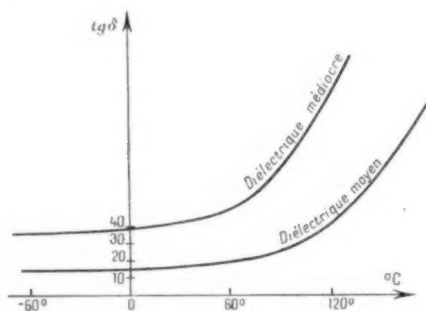


Fig. 8. — Allure des variations de tg δ (à 1 Mc : s) en fonction de la température, diélectriques normaux.

figures 5 à 8. Ces allures sont celles que l'on observe dans le cas de la stéatite comme d'ailleurs dans le cas du mica.

3. Céramiques spéciales.

Ces règles touchant ε et tg δ sont transgressées par un certain nombre de corps solides dont les plus nombreux et presque les seuls importants industriellement sont certains diélectriques céramiques à base d'oxyde de titane.

Voici, dans la classification de Mendeleieff, les éléments dont les oxydes sont à la base des combinaisons chimiques qui, élaborées par des procédés céramiques, présentent des anomalies connues et que l'on peut considérer comme providentielles pour les radioélectriciens :

— l'oxyde de titane.
— Ses combinaisons avec MgO, CaO, BaO, PbO, ZnO, CdO.
— Son remplacement partiel dans les combinaisons par SnO_2, CeO_2, ZrO_2.

Les anomalies sont les suivantes :

1° Grandes valeurs de la constante diélectrique (15 à plusieurs milliers).

2° Variations anormales et parfois gigantesques de ε en fonction de la température.

3° Absence d'interdépendance entre les pertes diélectriques et le coefficient de température.

4° Dans certains cas, phénomènes *ferroélectriques* et *piézoélectriques*.

La figure 9 donne, pour les combinaisons les plus classiques, les courbes de variation de ε en fonction de la température.

Tableau III. — *Tableau de Mendeleiff.*

He	Li	Be	B	C	N	O	F	
Ne	Na	**Mg**	Al	Si	P	S	Cl	
A	K	**Ca**	Sc	**Ti**	V	Cr	Mn	Fe Co Ni
	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	
Kr	Rb	**Sr**	Y	**Zr**	Nb	Mo	Ma	Ru Rh Pd
	Ag	Cd	In	**Sn**	Sb	Te	I	
X	Cs	**Ba**	La	**Ce**	Pr | Nd	Il | Sm	Eu | Gd	Tb | Dy
Ho | Er	Tu	Yb	Lu	Hf	Ta	W	Re	Os Ir Pt
	Au	Hg	Tl	**Pb**	Bi	Po		
Rn		Ra	Ac	Th	Pa	Ur		

La figure 10 pour les mêmes matériaux montre les variations de tg δ.

Il faut noter que l'élévation de la valeur de la

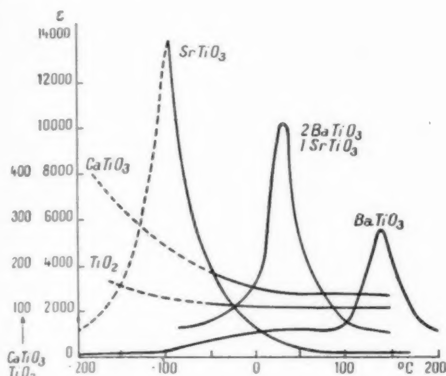


Fig. 9. — Variations de la constante diélectrique du rutile et de quelques titanates en fonction de la température.

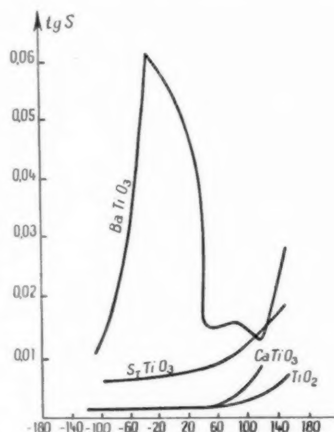


Fig. 10. — Variations de tg δ en fonction de la température pour les mêmes matériaux que sur la figure 9 avec $E = 2$ V : cm.

constante diélectrique va à l'inverse de sa stabilité.

Le coefficient de température n'est jamais rigoureusement linéaire.

Les pertes diélectriques croissent rapidement à partir d'une certaine valeur de la température, d'autant plus basse que ε est plus élevé. Des compositions chimiques appropriées permettent cependant de lutter contre cette tendance. En fonction de la fréquence, *à l'exception des ferroélectriques du type titanate de baryum*, la décroissance à peine sensible de ε avec la fréquence comme la décroissance plus aiguë des pertes diélectriques conservent la même allure que dans les cas des isolants normaux.

Revenant à la figure 9, on fait cette surprenante constatation que la constante diélectrique du titanate de baryum dépasse, dans l'intervalle de température où nous vivons, toutes les valeurs habituellement rencontrées pour cette grandeur.

Le titanate de strontium présente, lui aussi, un maximum accusé mais moins intéressant parce qu'à température trop basse.

Il semble bien que les autres titanates et l'oxyde de titane lui-même donnent lieu à la même variation capricieuse du pouvoir inducteur spécifique, mais l'intérêt pratique majeur du titanate de baryum et des diélectriques qui en dérivent, réside dans le fait que l'intervalle des températures d'anomalie coïncide avec l'intervalle pratique d'utilisation.

Il importe toutefois de remarquer que la valeur très forte de ε, prodigieusement intéressante pour la construction de capacités quasi ponctuelles sans self-inductance est un avantage en partie compensé par les pertes diélectriques élevées et l'instabilité de la capacité. Tant il est vrai qu'en technique, on paye toujours quelque part les avantages acquis sur certains points.

Coefficient de température de la constante diélectrique. — L'une des conséquences pratiques les plus importantes du comportement anormal de certaines céramiques à base de titanates est la décroissance du pouvoir inducteur spécifique ε lorsque la température croît. Pour certains diélectriques cette décroissance est quasi linéaire. Elle permet donc la construction de condensateurs à coefficient de température négatif qui peuvent être introduits dans les circuits radioélectriques dans le

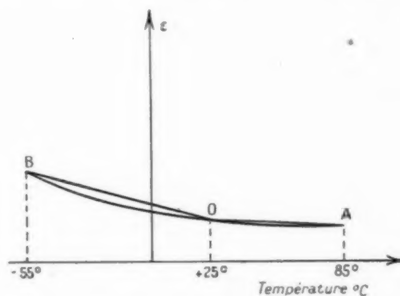


Fig. 11. — Allure de la variation de la constante diélectrique en fonction de la température.

but d'obtenir une compensation de la dérive généralement positive des autres organes. On obtient ainsi une bonne stabilité même pour de grandes variations de la température, à l'aide d'un montage très simple.

Une telle combinaison ne saurait toutefois être parfaite car, en dehors des différences des échauffements propres des différents organes, il faut savoir que la variation de ε en fonction de la température n'est linéaire qu'en première approximation. L'allure générale est celle de la figure 11.

La concavité vers l'axe des ε est d'autant plus prononcée que le coefficient de température est plus grand en valeur absolue. A titre d'exemple, la différence des coefficients de température entre 25 et 85° C (pente de OA) et 25 à —55° C (pente de OB) est de l'ordre de 10.10^{-6} pour un coefficient moyen de -80.10^{-6}. Elle atteint 80 à 100.10^{-6} pour le coefficient moyen de -750.10^{-6}.

Il y a, d'autre part, une interdépendance entre la

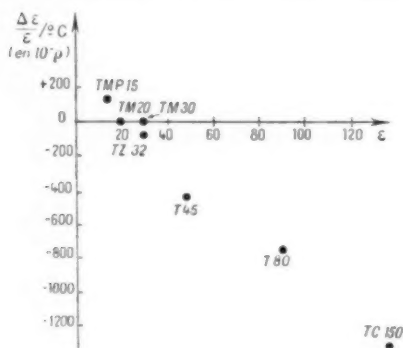


Fig. 12. — Constantes diélectriques ε et coefficient de température de ε de quelques diélectriques industriels.

valeur de la constante diélectrique et le coefficient de température. Aux ε les plus élevés sont associés les coefficients de température les plus grands. Cette loi naturelle est bien mise en évidence sur la figure 12.

Il en ressort une conséquence pratique importante : l'incompatibilité entre la recherche d'une très grande stabilité (coefficient de température nul) et l'élévation de la constante diélectrique (encombrement réduit).

Dans le cas des titanates ferroélectriques ($\varepsilon > 300$ environ) *il ne saurait être question de* coefficient de température *de ε car les variations de ε en fonction de la température sont très capricieuses.*

4. Propriétés diélectriques et structure.

L'ensemble des propriétés que nous venons d'examiner, l'allure des différentes variations, peuvent être plus facilement retenus si nous examinons les raisons profondes des phénomènes en nous arrêtant sur la structure physicochimique de ces diélectriques.

Nous ne chercherons d'ailleurs pas une précision qui exigerait un long exposé et reste du domaine de la haute spécialisation, mais une compréhension assez intuitive des phénomènes structuraux d'après les images que les physiciens peuvent aujourd'hui nous proposer. Ces images sont sans doute provisoires et sujettes à remaniements lorsque l'avenir aura apporté ses progrès mais elles ont actuellement le mérite d'être une source de clarté et d'inspirations fécondes.

Une céramique doit se concevoir comme un fin assemblage de petits cristaux d'oxydes, de quelques microns à quelques dizaines de microns dans leur plus grande dimension, entièrement liés les uns aux autres par une phase vitreuse qui peut d'ailleurs parfois faire défaut.

Un observateur assez petit et assez agile pour se promener au milieu d'un cristal verrait un paysage d'une régularité géométrique parfaite un peu semblable, mais à trois dimensions, au paysage offert au voyageur qui traverse une forêt plantée régulièrement de main d'homme. A ce détail près toutefois que les différents ions constitutifs oscillent par agitation thermique autour de leur position moyenne.

Si le cristal est un oxyde ou une combinaison d'oxydes à faible constante diélectrique comme MgO ou $MgO\,Al_2O_3$ dans lequel les ions métalliques Mg^{++} ou Al^{+++} présentent une valence stable et normale d'oxydation on sait par expérience (et l'on comprend aujourd'hui assez bien physiquement) que les ions oxygènes forment un squelette rigide qui fixent solidement les ions métalliques à leurs places sans permettre ni la circulation d'électrons ni la circulation d'ions.

Le champ électrique continu, basse fréquence, haute fréquence, est sans effet sur cet édifice.

Par suite, la constante diélectrique est indifférente à l'intensité du champ, à la fréquence et peu sensible à la température dans tout l'intervalle où l'agitation thermique reste assez faible pour ne pas amener de risques de remaniement dans le cristal. Puisqu'il n'y a pas déplacement de charges sous l'effet du champ, les pertes diélectriques sont nulles.

Il ne commence à se passer quelque chose que vers des fréquences de 10^{12} c : s, plus rarement 10^{10} c:s, où l'on rencontre des résonances. On a alors des zones d'absorption bien connues dans le domaine des radiations lumineuses.

Mais ce domaine ne nous préoccupe pas ici.

Malheureusement, le cristal parfait n'existe pas. Comme dans une forêt où parfois il y a des manques,

où des essences étrangères ont réussi à s'implanter, des ions étrangers et des irrégularités géométriques se présentent. D'autre part, il y a des bordures, les surfaces terminales du cristal, d'organisation fatalement anormale puisque le champ de force de structure ne s'exerce plus dans tout l'angle solide 4π.

En céramique, notre observateur quitte le cristal pour pénétrer dans la phase vitreuse, il aborde la futaie où les lois de périodicité ne sont plus respectées.

L'image physique de ces deux organisations est donnée par les figures 13 *a* et 13 *b*.

Dans la structure vitreuse, certains ions sont encore fortement maintenus en place par les ions oxygènes. On les appelle les *formateurs* du verre, ils sont sans effet sur les pertes diélectriques et n'affectent pas les variations de ε.

A titre d'exemple, la silice vitreuse qui ne contient que des ions silicium formateurs a des propriétés analogues à celles des cristaux d'oxyde (très faibles pertes, grande stabilité des propriétés).

Mais d'autres ions sont mal fixés, susceptibles de mouvements locaux et même de déplacements importants dans le réseau. On les voit sur la figure 13 *b* représentés sans liaison chimique définie avec les ions qui les entourent.

Sous l'effet d'un champ continu ils se déplacent et sont responsables de la conductibilité. Un champ sinusoïdal les fait se mouvoir dans la mesure où leur inertie le permet.

Si la fréquence croît exagérément, ils deviennent inertes, incapables de suivre le champ. C'est là l'origine de la légère décroissance de ε avec la fréquence, généralement observable seulement en basse fréquence et l'origine des pertes, également décroissantes avec la fréquence.

On comprend le rôle de la température qui règle l'agitation thermique. Lorsque *T* croît, ε peu affecté, ne peut l'être que positivement, au moins quant à la contribution de ces ions et d'autant plus qu'il y a plus d'ions migrateurs, c'est-à-dire que les pertes diélectriques sont plus élevées.

Ce qu'il faut retenir, c'est que vers 1 Mc : s et au delà le rôle des imperfections des réseaux d'ions tend à décroître. Les pertes s'affaiblissent, la stabilité de la constante diélectrique en fonction de la fréquence s'accroît, le coefficient de température de ε diminue.

Le raisonnement s'applique aux cristaux de mica et à la céramique classique (stéatite, porcelaine, corindons, etc.).

Il est aussi valable pour l'oxyde de titane TiO_2 et pour les titanates dans la mesure où les phénomènes qui règlent la valeur de la constante diélectrique et sont attachés à la coordination de l'ion titane et des oxygènes qui l'entourent, ne sont pas prépondérants.

Anomalies des oxydes à plusieurs valeurs d'oxydation. Semi-conducteurs. — Au contraire de SiO_2, Al_2O_3 ou MgO, certains ions comme l'ion de titane n'ont pas une seule forme d'oxydation possible. Une sous-oxydation fait apparaître dans le réseau des électrons capables de s'y déplacer assez aisément. On a alors affaire non à un diélectrique mais à un semi-conducteur.

En mauvais réglage des atmosphères de cuisson, ou encore en cuisson suivant un cycle défavorable,

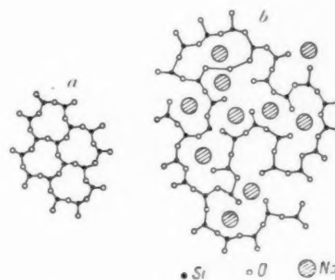


Fig. 13 *a*. — Structures cristallines de certaines formes de silice.
Fig. 13 *b*. — Représentation schématique bi-dimensionnelle de la structure d'un verre silico-sodique.

les pâtes à l'oxyde de titane donnent des thermistors sans aucune modification de la composition chimique de départ.

Nous découvrons là physiquement, l'une des difficultés majeures de l'élaboration de ces diélectriques.

Tous les brevets, et ils sont fort nombreux et fort contradictoires pris sur la question, ont toujours pour objet d'aboutir à des cristaux de rutile TiO_2 convenablement lavés par la phase vitreuse de toutes leurs impuretés et parfaitement oxydés.

Valeur élevée de la constante diélectrique des titanates. — La cause profonde de la valeur très élevée de la constante diélectrique de l'oxyde de titane et des titanates n'a pas encore été nettement mise en lumière.

On constate :

— qu'en lumière visible l'indice de réfraction du TiO_2 est anormalement élevé [$n_d = 2{,}7$, ce qui correspond, d'après Maxwell, à un ε (n^2) de 7,31];

— qu'à la température ambiante et aux fréquences radio les valeurs des ε des différents tita-

nates se classent comme les distances qui séparent les ions Ti^{4+} des ions O^{2-} et que l'identité des deux classements reste vérifiée quand la température varie.

Il semble que l'on puisse en déduire :

— que la polarisabilité propre de l'ion titane est anormalement élevée et qu'elle est seule responsable du nombre anormal trouvé pour l'indice aux fréquences optiques du spectre visible;

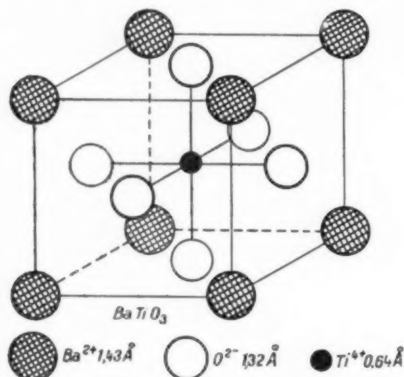


Fig. 14. — Structure du type péroskite.

— que la coordination titane-oxygène est ensuite responsable des valeurs élevées aux fréquences radio, les ions tels que Mg, Ca, Sr, Ba, Pb, etc. n'intervenant que dans la mesure où ils définissent, dans le réseau cristallin, les distances Ti — O.

On pourrait être tenté de dire que l'origine de tous les phénomènes réside dans la polarisabilité de l'ion titane, la liaison Ti — O n'étant qu'une sorte d'amplificateur plus ou moins bien accordé selon la distance Ti — O. Selon cette hypothèse, les très hautes valeurs de ε observées dans le cas des différents titanates à certaines températures critiques résulteraient d'une sorte *d'accord* du résonateur Ti — O. Un des principaux rôles de la température serait la dilatation de la maille cristalline [certaines des courbes $\varepsilon = f(T)$ (*fig.* 9) n'ont-elles pas l'aspect de courbes de résonances ?]. Aux fréquences du spectre visible, le phénomène ne pourrait se manifester par suite de l'inertie des ions.

On sent qu'il y a, dans ce domaine, bien des progrès à faire pour que les céramistes et les radioélectriciens puissent comprendre clairement les explications que les spécialistes de la Physique moderne commencent à proposer.

Mais, sans expliquer quantitativement les phénomènes, on peut donner, de certaines anomalies, une compréhension assez claire dans le cas de certains titanates.

Prenons l'exemple du titanate de baryum et examinons la représentation que nous avons des phénomènes à l'échelle de l'une des cellules élémentaires du cristal. Le cristal n'est qu'une reproduction périodique régulière d'un nombre extrêmement grand de ces cellules. La structure est du type péroskite bien connu (*fig.* 14).

Aux températures supérieures à 120° C, c'est-à-dire au delà du dernier maximum de la constante diélectrique de la courbe ε — température, l'ion titane, qui occupe le centre du cube, vibre semble-t-il au hasard autour de sa position moyenne.

Mais dans l'intervalle de température — 10 + 120° C l'ion Ti^{4+} s'associe préférentiellement à l'un des oxygènes qui l'entoure et se met à vibrer avec lui suivant l'une des directions cristallographiques.

Cette dissymétrie, par son effet sur les vibrations des autres ions oxygène et de l'ion Ba^{++} ne peut que se répercuter sur les cellules voisines.

Le cristal n'est plus tout à fait cubique, l'étude par diffraction des rayons X montrent que le rapport $\frac{c}{a}$ des longueurs des côtés du pseudo-cubique devient égal à 1,005.

La dilatation (*fig.* 15), la chaleur spécifique C_p

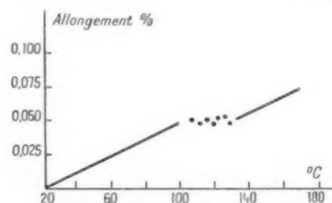


Fig. 15. — Dilatation du titanate de baryum.

tout comme la constante diélectrique et le rapport $\frac{c}{a}$ du réseau présentent une anomalie dans la zone de transformation (*fig.* 16).

Aux plus basses températures, la vibration orientée de l'ion Ti change de direction et a lieu suivant une des diagonales du pseudo-cube. Dans cette modification de détail, le caractère anormal du phénomène est conservé.

On conçoit l'effet d'un champ électrique sur le choix nullement prédéterminé, que peut faire l'ion titane de son oxygène associé. Tout champ de forces dirigé agissant sur les ions apporte cet élément de contrainte qui suffit à fixer le choix de tous les ions titane.

Ils s'associent avec ceux des ions oxygène voisins qui se trouvent dans la direction du champ.

Si l'on a affaire à des cristaux paresseux on peut même entendre, comme en Magnétisme, le fameux bruit de Barkhausen.

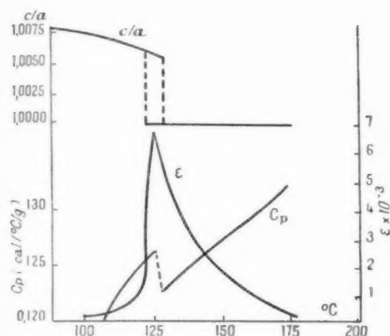


Fig. 16. — Variations des caractéristiques physiques du titanate de baryum au voisinage du point de Curie.

Il n'est plus maintenant difficile d'admettre que ces substances puissent présenter :

— des anomalies de la constante diélectrique en fonction de la température;

— des anomalies de ε en fonction du champ électrique appliqué en particulier des phénomènes de saturation (*fig.* 17);

— des effets piézoélectriques après orientation par un champ électrique;

— des propriétés diélectriques sensibles à la fréquence;

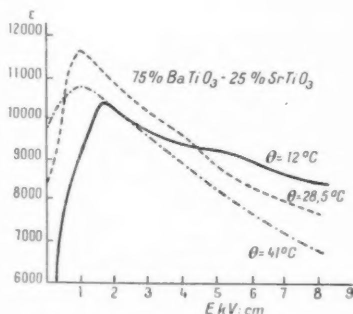


Fig. 17. — Variations de la constante diélectrique d'un mélange de titanates de baryum et de strontium en fonction du champ électrique.

— des phénomènes d'hystérésis en fonction de la température et du champ électrique (*fig.* 18);

— des pertes diélectriques élevées sensibles à la température.

L'explication de Physique microscopique qui vient d'être esquissée rappelle singulièrement le Ferromagnétisme.

Les propriétés diélectriques macroscopiques sont analogues aux propriétés ferromagnétiques. On a choisi, pour désigner ces substances, le terme de *ferroélectriques* déjà utilisé pour quelques corps comme le sel de seignettes et le phosphate acide de potassium.

Classement des titanates. — Mais le cas du titanate de baryum est assez exceptionnel et l'on peut classer les titanates en deux catégories très différentes :

1° Les titanates ferroélectriques dont le *point de Curie* (¹) supérieur est contenu dans l'intervalle de température — 60 + 90° C ou est supérieur à cette dernière température.

Ces titanates sont caractérisés par une constante

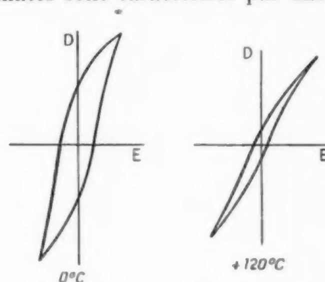


Fig. 18. — Courbes d'hystérésis de $BaTiO_3$.

diélectrique très grande toujours supérieure à 300.

2° Les titanates normaux dont le *point de Curie* est inférieur à — 60° C, dont la constante diélectrique dépasse rarement 150 et qui se comportent comme des éléments linéaires, sans hystérésis et de caractéristiques hautement stables. Leurs pertes diélectriques sont, en cas de bonne élaboration, extrêmement faibles.

Associations de plusieurs titanates au sein d'une même céramique. — Ce qui frappe le plus dans les différents résultats qui viennent d'être présentés sur les titanates, c'est l'irrégularité très grave des phénomènes en fonction de la température.

Notre préoccupation naturelle est donc de savoir

(¹) On appelle *point de Curie* des *ferroélectriques* par analogie avec le Ferromagnétisme, les températures où le comportement du matériau sous le champ électrique se modifie radicalement (par suite d'une modification de la structure). Le *point de Curie supérieur* (dans le cas du titanate de baryum 120° C environ) est la température au delà de laquelle on n'observe plus aucune manifestation de ferroélectricité. Dans le cas des titanates, ce point coïncide avec la température du dernier maximum de la constante diélectrique.

si nous disposons de moyens pour retoucher la nature, par exemple par association de différents titanates au sein d'une même céramique.

En l'absence de toute loi d'association ou de dispersion, la constante diélectrique ε d'un mélange de différents corps de constante ε_1, ε_2, ... de proportion volumétrique v_1, v_2, ... est donnée par

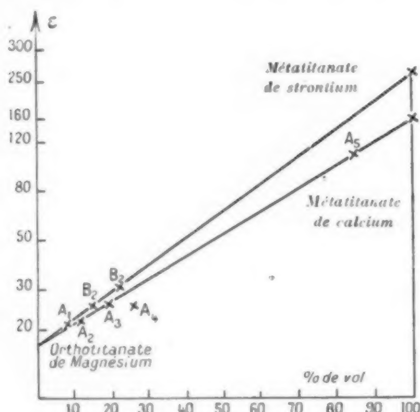


Fig. 19. — Courbes théoriques et valeurs expérimentales montrant l'effet des mélanges sur la constante diélectrique.

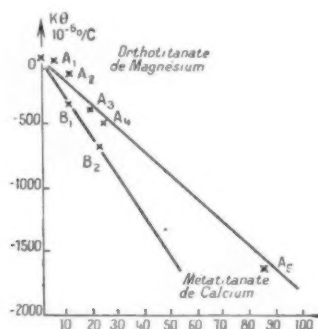


Fig. 20. — Courbes théoriques et valeurs expérimentales montrant l'effet des mélanges sur le coefficient de température.

la relation suivante bien vérifiée par l'expérience dans le cas des mélanges céramiques :

$$\varepsilon = \varepsilon_1^{v_1} \cdot \varepsilon_2^{v_2}, \ \ldots$$

ou encore

$$\log \varepsilon = v_1 \log \varepsilon_1 + v_2 \log \varepsilon_2 + \ldots.$$

Cette relation conduit immédiatement à la suivante concernant les coefficients de température.

$$\text{coefficient de température} = v_1(\text{coeff.})_1 + v_2(\text{coeff.})_2 + \ldots.$$

Nous sommes donc apparemment bien armés pour réaliser n'importe quelle constante diélectrique comprise entre celle de deux titanates connus ou n'importe quel coefficient de température.

Prenons, à titre d'exemple, l'une des solutions proposées (1) dans la recherche d'un diélectrique à coefficient de température nul :

Diélectrique de base :

Orthotitanate de magnésie	$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta T}$ + 120.10⁻⁶
Titanate de calcium	$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\Delta\varepsilon}{T}$ — 1 400.10⁻⁶
Titanate de strontium	$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta T}$ — 3 000.10⁻⁶

Le calcul et l'expérience sont d'accord pour que l'on obtienne le coefficient nul par une introduction de 7 % de titanate de calcium dans l'orthotitanate de magnésie.

Les courbes (*fig.* 19 et 20) montrent l'excellente concordance entre les lois théoriques et l'expérience.

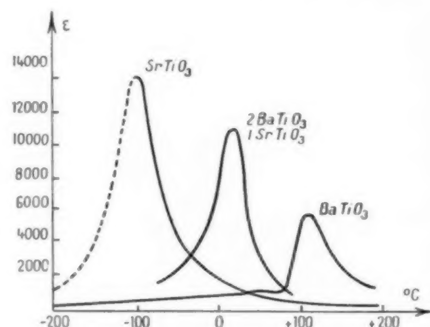


Fig. 21. — Variations de la constante diélectrique en fonction de la température pour les titanates de Ba et Sr.

Il y a d'ailleurs à ce problème particulier bien d'autres solutions possibles. Parmi celles qui sont exploitées industriellement aujourd'hui plusieurs associent au coefficient nul une constante diélectrique supérieure à 25.

En si bon chemin nous ne pouvons pas manquer d'être tentés par l'obtention de grandes constantes diélectriques par l'association, par exemple, de titanate de baryum et de strontium. On peut en espérer une atténuation de l'irrégularité excessive que présente la constante diélectrique du titanate de baryum vers 120° C.

C'est un résultat tout à fait différent que l'on obtient. La température de maximum a rétrogradé

(1) E. ALBERS-SCHONBERG et W. SOYCK, *Annales de Radioélectricité*, t. III, n° 14, p. 290 à 292.

et est venue se placer aux environs de la température ambiante.

Par contre, le maximum est toujours aussi aigu (*fig.* 21) et élevé.

C'est que l'on n'a plus affaire à un mélange, mais à des cristaux mixtes de baryum-strontium.

Par contre, d'autres titanates ou d'autres oxydes conduisent à des actions intermédiaires, c'est-à-dire qu'ils agissent à la fois sur la température de Curie et sur la régularité de $\varepsilon = f(\theta)$. La figure 22 donne quelques courbes obtenues au Laboratoire céramique du Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de T. S. F. sur différents mélanges.

On découvre ainsi une grande variété de possibilités de combinaisons qui ouvrent un avenir considérable.

5. Appareils spéciaux de mesures.

De telles recherches supposent évidemment un équipement étendu en appareils spéciaux de mesures.

La description même sommaire de ces appareils et des procédés nous entraînerait trop loin, elle sera examinée dans un article publié ultérieurement.

Conclusion.

Si bien des obscurités viennent encore restreindre notre compréhension des propriétés particulières de ces étranges substances que sont les titanates et proposent encore bien des sujets d'étude à la

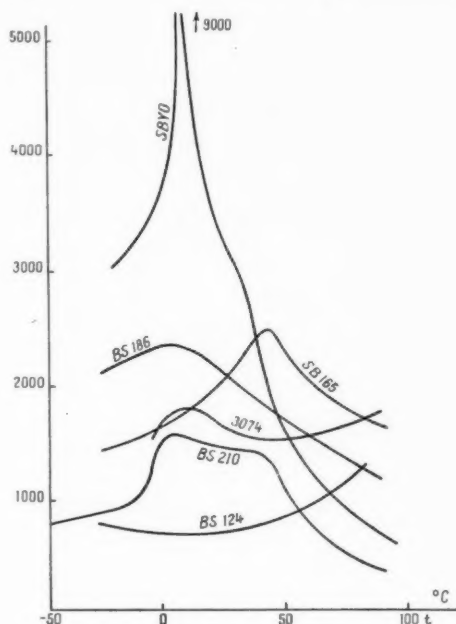


Fig. 22. — Courbes de ε en fonction de la température obtenue au Laboratoire C. S. F.

recherche théorique, bon nombre de résultats expérimentaux sont solidement acquis et per-

TABLEAU IV.

Caractéristiques.	Applications.
Forte constante diélectrique	Condensateurs peu selfiques : miniaturisation des condensateurs
Faibles pertes diélectriques	Condensateurs haute qualité Condensateurs de grande puissance réactive
Variations particulières de ε sous l'action de la température	Capacités pour correction de dérive
Anomalies ferro-électriques (¹)	Applications calquées par analogie sur l'exploitation de Ferro-magnétisme
Phénomènes non linéaires ε et tg δ en fonction de *f*, θ, F (¹)	Toutes les applications classiques des phénomènes non linéaires, générateurs d'harmonique, etc.
Piézoélectricité (¹)	Pick-up, microphones, etc.

(¹) Les titanates (ou les céramiques qui en dérivent) dont la constante diélectrique est inférieure à 200 environ ne présentent ni anomalies ferro-électriques, ni défauts de non linéarité. Ce sont au contraire des substances parfaitement stables et dont les caractéristiques sont insensibles à la valeur du champ électrique (cf. *Classement des titanates*, § 4).

mettent d'ores et déjà d'envisager une foule d'applications technologiques précises.

La liste de quelques-unes de ces applications, parmi les principales, dressées dans le Tableau IV ci-dessus, illustre mieux que tout commentaire l'intérêt représenté par la poursuite des études scientifiques et technologiques de ces céramiques spéciales.

Mais si nous nous arrêtons quelques instants sur l'intérêt profond de ces substances, nous trouvons, à la base, le fait que nous avons affaire à une céramique polycristalline, de propriétés mécaniques thermiques et chimiques stables. Presque toutes les fantaisies de forme géométrique peuvent être satisfaites par des moyens industriels, car l'art céramique est très divers.

Il existe bien d'autres substances, le vieux sel de Rochelle comme les cristaux synthétiques modernes qui peuvent être avancés comme des concurrents.

Mais aucun n'a la robustesse qui est l'apanage des céramiques.

Et c'est bien d'ailleurs dans la bonne élaboration céramique de ces matériaux spéciaux que réside la difficulté essentielle du problème.

BIBLIOGRAPHIE.

La littérature parue sur le sujet est maintenant si volumineuse qu'il est difficile de faire un choix correct parmi de très nombreux auteurs spécialisés.

On trouvera, à la fin du texte d'un rapport présenté par M. Eugène WAINER à la 89e Assemblée Générale de *The Electrochemical Society*, tenue à Birmingham les 11 et 13 avril 1946, les références de 71 publications. Et, depuis 1946, la fréquence des publications n'a fait que se multiplier.

On pourra également se reporter à une série d'articles :

A. DE BRETTEVIELLE Jr, *Oscillograph study of dielectric properties of barium titanate* (*Journal of the American Ceramic Society*, novembre 1946).

A. I. DRANETZ, G. N. HOWATT et J. W. CROWNOVER, *Barium titanates as circuit elements* (*Tele. Techn.*, avril, mai et juin 1949).

L'ASPECT PHYSIQUE DE LA SOUDABILITÉ VERRE-MÉTAL DANS L'INDUSTRIE DES TUBES ÉLECTRONIQUES

(DEUXIÈME PARTIE).

PAR GEORGES TRÉBUCHON,

Ingénieur E. P. C. I. Diplômé E. O. S. T., Chef de la Section d'Études Verres et Métaux.
Service Développement Lampes,

ET JACQUES KIEFFER,

Ingénieur E. S. O., Section d'Études Verres et Métaux,
Service Développement Lampes.

SOMMAIRE. — *Les auteurs se sont proposé, dans cette étude, d'analyser les phénomènes physiques mis en jeu dans les scellements verre-métal. Un dépouillement très précis de nombreux résultats de laboratoire industriel et l'expérience des fabrications leur ont permis de dégager des spécifications relatives à la soudabilité verre-métal, aux cycles de recuit et aux contrôles de fabrication. L'article est divisé en trois Parties : la Partie 1 a été traitée dans les* Annales de Radioélectricité *d'avril 1950; la Partie 2 est l'objet du présent article; la Partie 3 fera l'objet d'une publication ultérieure.* (C.D.U.621.386.86.)

PARTIE 2.

3. *Établissement du cycle de recuit optimum du verre seul.*
4. *Établissement du cycle de recuit optimum des scellements verre-métal.*
   - 41. *Influence des variables intrinsèques des matériaux sur les contraintes.*
   - 42. *Influence des variables du cycle de recuit sur les contraintes.*
   - 43. *Conclusions et fixation du cycle de réduit optimum des scellements verre-métal.*

SUMMARY. — *The purpose of the authors is to analyse the physical phenomena involved in glass-to-metal seals : a thorough examination of extensive laboratory results together with the experience gained in actual manufacture allows then to draw up specifications for glass-to-metal sealing, annealing cycles and finished work inspection. The paper comprises three Parts : Part 1 has been the object of a publication in* Annales de Radioélectricité *of april 1950; Part 2 is the object of this publication; Part 3 will be published in a subsequent issue.* (U.D.C.621.386.86.)

PART 2.

3. *Determination of optimum annealing process for glass only.*
4. *Determination of optimum annealing process for glass-to-metal seals.*
   - 41. *Influence of the intrinsic of the materials on the strains.*
   - 42. *Influence of parameters of annealing process ou strains.*
   - 43. *Conclusions and Setting of optimum annealing process for glass-to-metal seals.*

3. ÉTABLISSEMENT DU CYCLE DE RECUIT OPTIMUM DU VERRE SEUL.

31. Définitions.

Rappelons d'abord que nous considérons une pièce de verrerie *recuite* quand elle se présente comme un corps isotrope vis-à-vis de la lumière polarisée (par exemple ne modifie pas la *teinte sensible* d'un polariscope industriel).

L'obtention d'un tel état à la température ambiante est conditionnée par l'élimination des contraintes par relaxation à une certaine température dite température de recuit, puis par l'élimination des gradients de température au sein de la pièce lors de son refroidissement dans les domaines de température de recuit et de transformation. Au-dessous d'une certaine température (température inférieure de recuit T_1), les gradients de température à l'intérieur de la pièce n'ont plus un effet permanent, mais un effet passager pouvant provoquer la rupture et, par suite, doivent être limités au-dessous d'une certaine intensité limite.

Supposant l'homogénéité de température réalisée dans l'enceinte de recuit, la vitesse de refroidissement maximum permise est conditionnée par :

— les variables intrinsèques du verre (propriétés thermovisqueuses, coefficient de dilatation, etc.);
— les variables de forme (dimensions et formes géométriques de la pièce).

Nous appellerons *cycle optimum de recuit* le cycle défini par ses éléments :

— température de recuit (ou de palier), T_r;
— temps de recuit ou de palier, t_r;
— vitesse de refroidissement, v;

tel que la durée totale de ce cycle soit minimum.

32. Détermination théorique du cycle de recuit optimum simplifié.

Prenant la viscosité comme base, G. D. Redston et J. E. Stanworth [15] ont effectué la détermination théorique de ce cycle optimum. Nous en résumons ici les éléments essentiels.

321. Établissement d'une relation entre la température de recuit et le temps de recuit. — Partant de l'équation de relaxation des contraintes de Maxwell, il est possible d'établir une relation linéaire entre T_r et $\log t_r$ pour obtenir une réduction des contraintes dans un rapport fixé, par exemple $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{1000}$ (p, contrainte finale; p_0, contrainte initiale).

La figure 29 représente la courbe obtenue dans ces conditions, la température θ_0 correspond à la température dite *annealing point* pour laquelle la viscosité $\eta = 10^{13}$ P et $t_r = 21$ mn.

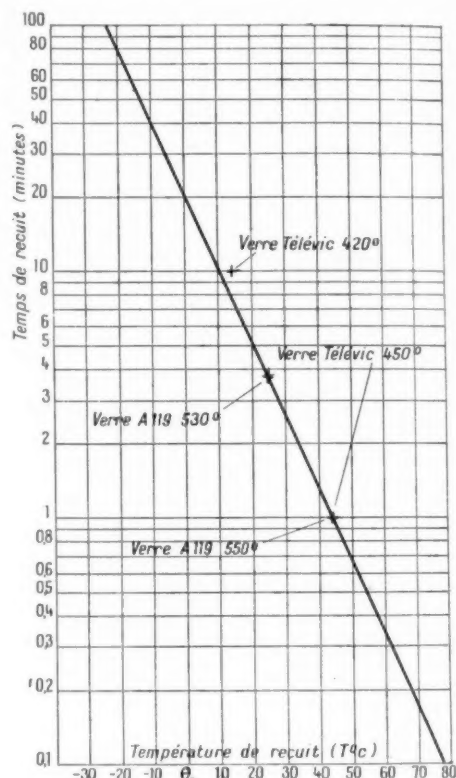


Fig. 29. — Abaque donnant la relation entre les temps et les températures de recuit du verre seul.

θ_0, Télévic = 406°C,
θ_0, A.119 = 506°C.

322. Établissement théorique d'une relation entre le coefficient de dilatation du verre, l'épaisseur de l'échantillon et la vitesse de refroidissement. — La figure 30 représente la relation établie par Adams Williamson, telle que l'anisothermie dans le verre en cours de refroidissement n'introduise que des contraintes correspondant à des différences de marche au plus égales à 2,5 mμ : cm. Notons que cette valeur extrêmement faible est indécelable au polariscope industriel pour une épaisseur de verre inférieure à 1 cm.

Si l'on appelle v la vitesse de refroidissement

et e l'épaisseur du verre, on note que la relation peut se mettre sous la forme

$$\log v = A \log e + B,$$

A, étant indépendant de la dilatation du verre;

B, fonction décroissante de α_f (en accord avec le fait bien connu que les verres à coefficient de dilatation élevé sont, en général, à forme égale plus fragiles au choc thermique que les verres à bas coefficient de dilatation.

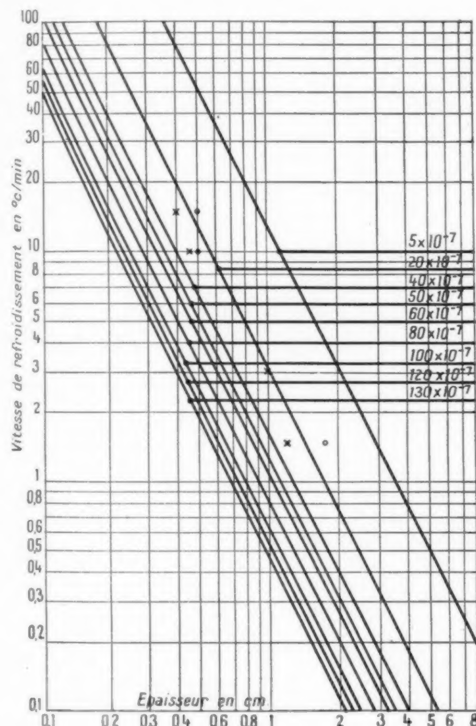


Fig. 30. — Abaque donnant la relation entre le coefficient de dilatation, l'épaisseur du verre et la vitesse de refroidissement.

Verre Télévic : $[\alpha_m]_{20}^{300} = 95.10^{-7}$,

Verre A.119 : $[\alpha_m]_{20}^{300} = 52.10^{-7}$.

323. Établissement d'une relation entre la vitesse de refroidissement et la température de recuit pour le cycle de durée minimum correspondant a un échantillon donné. — Les abaques précédents (*fig.* 29 et 30) ont permis d'établir :

— le temps de palier qu'il convient d'effectuer si l'on recuit le verre à une certaine température pour réaliser une réduction de contrainte $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{1000}$.

— la vitesse de refroidissement à adopter pour

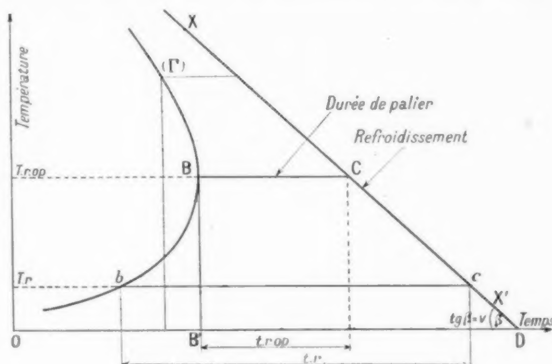


Fig. 31. — Abaque de détermination du cycle de recuit optimum pour un échantillon donné.

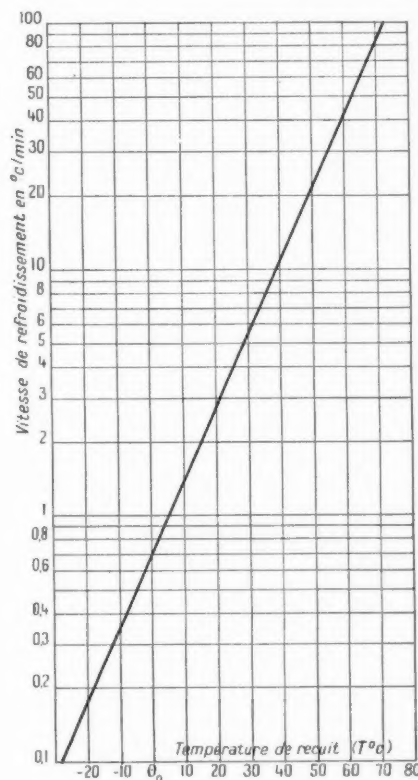


Fig. 32. — Abaque donnant la relation entre la température de recuit et la vitesse de refroidissement du verre seul.

assurer le recuit correct d'un échantillon dont on connaît α_f et e.

Si l'on part de la vitesse de refroidissement

imposée (droite xx'), il est possible de tracer une courbe Γ (*fig.* 31) telle que le segment $\overline{bc}$ pour une température de recuit T_r représente le temps de palier nécessaire pour assurer $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{1000}$. A chaque vitesse v correspond une courbe Γ.

Sur la figure 31, on remarque que le temps minimum (durée $\overline{BD}$) correspondant à la vitesse de refroidissement envisagée est celui que l'on réalise en effectuant le cycle BCD pour lequel le segment BC a pour origine le point de la courbe Γ pour lequel $\frac{dT_r}{dt} = \infty$.

Ainsi, pour chaque valeur de v (imposée par e et α_f), on trouve une température de recuit $T_r$op. et un temps de recuit $t_r$op. tels que le cycle de recuit est de durée minimum.

C'est la relation v, $T_r$op. qu'exprime la figure 32.

324. Résumé de la détermination du cycle de recuit optimum (de plus courte durée) :

a. α_f et e étant connus, l'abaque (*fig.* 30) donne la valeur de v;

b. v étant déterminée, l'abaque (*fig.* 32) fournit $T_r$op.;

c. $T_r$op. étant déterminée, l'abaque (*fig.* 31) fournit $t_r$op..

33. Vérification expérimentale des données théoriques de Redston et Stanworth.

Des séries d'expériences relatives à des verres durs (A.119) soudables au molybdène et à des verres tendres (Télévic) soudables au ferrochrome ont été conduites sur des éprouvettes de forme B sans passage métallique et sur des disques de diamètre 40 mm et d'épaisseur variable (de 1 à 20 mm)

Cette expérimentation a permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

331. Relation température de recuit-temps de palier. — Redston et Stanworth ont établi leur relation pour un rapport $\frac{p}{p_0} = \frac{1}{1000}$; dans notre cas, p_0 étant relativement faible nous avons mesuré les temps de palier nécessaires à l'obtention d'un échantillon sans contrainte décelable au polariscope industriel décrit sur la figure 18.

Les points expérimentaux obtenus sont représentés sur la figure 29 après une translation suivant l'axe des T_r telle que le temps de recuit soit de 21 mn pour la température θ_0 de l'abaque.

Dans ces conditions, on a constaté que, pour nos verres courants, les températures θ_0 pouvaient être assimilées aux températures de transformation des verres recuits avec une approximation de $\pm$ 5° C.

332. Relation entre le coefficient de dilatation du verre, l'épaisseur et la vitesse de refroidissement. — On constate que les points expérimentaux (*fig.* 30) sont à droite des courbes théoriques correspondantes (courbe 95.10^{-7} pour le Télévic, courbe 52.10^{-7} pour le A.119). Il apparaît donc que les lois établies par Redston et Stanworth offrent une marge de sécurité assez grande.

L'abaque (*fig.* 32) déduite des précédentes offrira les mêmes marges de sécurité.

34. Cycle de recuit optimum pratique retenu pour les pièces de verrerie utilisées dans la fabrication des tubes électroniques.

Pour réaliser dans chaque cas pratique le cycle de recuit optimum (de durée minimum), il conviendrait donc suivant le processus décrit au paragraphe 324 de déterminer :

— la vitesse de refroidissement acceptable, v;
— la température de recuit, T_r;
— le temps de palier, t_r.

Étant donnée la diversité des verres ($T_{s'}$ de 350 à 550° environ, α_f de 40 à 110.10^{-7} environ) et la diversité des épaisseurs des pièces (0,5 à 10 mm environ) utilisés dans la construction des tubes électroniques on conçoit aisément les difficultés pratiques que l'on rencontrerait en voulant, dans chaque cas, choisir le cycle de recuit optimum.

Tout en visant à la réduction au minimum de la durée des cycles de recuit on est donc obligé de réduire aussi leur nombre au minimum. Les facteurs qui nous ont conduit dans cette réduction sont les suivants :

a. Uniformiser la durée de palier (pour diminuer les causes d'erreurs en utilisation pratique). Cette durée de palier doit être fixée en tenant compte du type d'installations de recuit existant en atelier (étuves et système de régulation) de façon à ce qu'elle puisse assurer l'établissement d'une homogénéité de température dans la pièce au minimum à $\pm$ 10° C par rapport à la température de recuit adoptée. D'autre part, elle ne doit pas représenter une fraction importante de la durée totale du cycle de recuit. En pratique, le temps de 20 mn s'est avéré satisfaire à ces conditions et a été conservé.

b. Ne conserver que deux vitesses de refroidissement :

— une vitesse correspondant à celle du refroidissement normal des installations de recuit existantes (15° : mn maximum entre 550 et 350° et 10° : mn maximum à partir de 300°) qui permettra donc de traiter en toute sécurité les pièces en verres durs jusqu'à 3 mm d'épaisseur, et toutes les pièces en verres tendres jusqu'à 2 mm d'épaisseur;

— une vitesse correspondant à un refroidissement conduit par un conducteur de programme thermique pour permettre le traitement des pièces en verres durs jusqu'à 12 mm d'épaisseur, en verres tendres jusqu'à 10 mm d'épaisseur. L'action du conducteur de programme pourra d'ailleurs s'arrêter à la température inférieure de recuit, le refroidissement normal des installations, à partir de cette température, étant suffisamment lent pour ne pas provoquer de casse par contrainte passagère. En pratique, on prendra pour cette réalisation une vitesse de refroidissement de 3° : mn et des valeurs de T_i, pour tous les verres durs : 300°, pour tous les verres tendres : 250°.

Il ne reste donc, pour fixer le cycle de recuit optimum, qu'à déterminer la température de recuit afférente à chaque type de verre. Nous avons vu que la température de transformation était susceptible d'assurer une relaxation convenable dans un temps de 21 mn, c'est donc elle que nous pourrons conserver pour le recuit de verre seul.

En résumé, le cycle de recuit optimum pratique des pièces de verrerie sera donc défini par

	(mm).	T_r.	t_r (mn).	v.
Verres durs	ép. < 3	T_S	20	(*)
($40.10^{-7} < \alpha_f < 55.10^{-7}$)	3 < ép. < 12	»	»	(**)
Verres tendres	ép. < 2	»	»	(***)
($85.10^{-7} < \alpha_f < 110.10^{-7}$)	2 < ép. < 10	»	»	(****)

(*) Chute libre des installations, 15° : mn maximum à partir de 550°.

(**) 3° : mn jusqu'à 300° puis chute libre des installations.

(***) Chute libre des installations, 15° : mn maximum à partir de 550°.

(****) 3° : mn jusqu'à 250° puis chute libre des installations.

Pour les pièces d'épaisseurs supérieures à celles précédemment envisagées, il sera possible de déterminer un cycle de recuit pratique optimum d'après les abaques des figures 29, 30 et 32 et, en général, il suffira de modifier la vitesse de refroidissement, la réduction de contraintes obtenue par (T_S, 20 mn) demeurant suffisante.

4. ÉTABLISSEMENT DU CYCLE DE RECUIT OPTIMUM DES SCELLEMENTS VERRE-MÉTAL.

Nous avons établi les éléments fixant le cycle de recuit optimum pratique pour le verre seul, nous allons maintenant examiner dans quelle mesure ce cycle est applicable aux scellements verre-métal et, s'il y a lieu, dans quelle mesure il doit être retouché, par l'examen des trois grands groupes de facteurs susceptibles d'agir sur les contraintes d'un scellement :

— variables intrinsèques des matériaux;
— variables du cycle de recuit;
— variables de forme.

a. Dans toute cette étude (§ 41-42) lorsque nous parlerons de contrainte correspondant à une différence de marche, nous sous-entendrons contrainte axiale correspondant à l'approximation de Poritsky appliquée à l'éprouvette B_2 [nous avons vu, d'autre part (§ 243) la correspondance existant entre les différentes contraintes maxima et la différence de marche pour l'éprouvette B].

b. Lorsque nous parlerons de valeurs maximum ou minimum sans préciser nous sous-entendrons valeurs maximum ou minimum en valeur algébrique.

41. Influence des variables intrinsèques des matériaux sur les contraintes.

Nous avons eu l'occasion de définir ces différentes variables, d'examiner comment chacune d'elles pouvait être mesurée ou repérée et quelle était son importance dans l'expression des contraintes relatives, à l'éprouvette B dans le domaine de température où le verre pouvait être considéré comme solide élastique parfait. Nous avons montré que, seul, l'essai polarimétrique permettait d'obtenir une représentation des contraintes existant à tout instant dans un scellement verre-métal en cours de refroidissement et, en particulier, permettait de déterminer les contraintes existant à la température ambiante dans un scellement dit recuit, c'est-à-dire dans lequel ne subsistent que les contraintes dues à la contraction différentielle verre-métal.

Nous nous proposons maintenant d'étudier en détail ce qui se passe dans tout le domaine de refroidissement, en particulier dans les domaines dits de recuit et de transformation qui sont limités à la partie supérieure par la température de ramollissement dilatométrique T_R, à la partie inférieure par la température dite inférieure de recuit T_i.

411. Correspondance dilatométrie-polarimétrie. Température d'accrochage. Températures de contrainte maximum en valeur absolue. Températures de contrainte nulle. Effet de relaxation. Température de recuit. — 4111. *Cas des métaux soudables à coefficient de dilatation sensiblement constant.* — 41111. *Enregistrement d'une courbe polarimétrique.* — Considérons une éprouvette

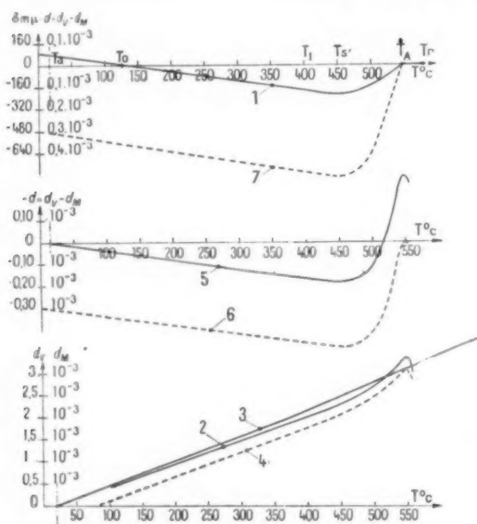


Fig. 33. — Scellement Molybdène-Verre A.119, comparaison dilatométrie-polarimétrie.

1. Courbe polarimétrique, éprouvette B_2, refroidissement 3° : mn.
2. » de dilatation absolue du Molybdène.
3. » » » du Verre A.119 recuit.
4. » » » du Verre A.119 recuit translatée.
5. » » différentielle Molybdène-Verre A.119 recuit de 20 à 550°.
6. » de contraction différentielle Molybdène-Verre A.119 recuit de 550 à 20° (courbe 5 translatée).
7. » 6 tracée à l'échelle $\frac{\delta}{d} = -BE_2K(a - a_0)$ entre T_a et T_1.

d'étude B_2 placée dans le four d'une installation polarimétrique telle que celle décrite sur la figure 18. Portons la température au delà de la température de ramollissement dilatométrique du verre, attendons la disparition de toute contrainte et enregistrons la courbe polarimétrique à la descente en température à vitesse constante. (La vitesse de refroidissement étant suffisamment lente pour qu'elle n'introduise pas de contrainte permanente dans les domaines de recuit et de transformation ni de contrainte passagère dans le domaine d'élasticité, par exemple jusqu'à 10° : mn pour l'éprouvette B_2.)

La courbe obtenue a l'allure (*fig.* 33, courbe 1) :

— de la température T_r à laquelle a été portée l'éprouvette jusqu'à la température T_A; il n'y a pas apparition de contrainte, le verre étant suffisamment plastique pour suivre toutes les déformations imposées par le métal;

— à partir de la température T_A dite *température d'accrochage* le verre n'est plus suffisamment plastique pour suivre les déformations imposées par le métal et les contraintes apparaissent;

— la différence de marche (donc la contrainte) passe par un maximum en valeur absolue pour la température $T_{S'}$ dite *température de contrainte maximum* (valeur absolue), puis par zéro pour une température T_0 dite *température de contrainte nulle* et, enfin, prend une certaine valeur à la température ambiante T_a.

Remarques. — L'allure d'une telle courbe est celle correspondant à $\alpha_{mV} < \alpha_{mM}$ dans le domaine situé en dessous de T_1. Dans le cas de $\alpha_{mV} > \alpha_{mM}$ dans le domaine en dessous de T_1 on ne trouverait ni température de contrainte maximum, ni température de contrainte nulle, mais ce cas ne répond pas à une utilisation pratique pour des raisons que nous verrons dans la troisième Partie de cette étude.

41112. *Correspondance expérimentale entre la courbe polarimétrique et les courbes dilatométriques.* — Considérons (*fig.* 33) les courbes expérimentales relatives au scellement Molybdène-Verre A.119.

1. Courbe polarimétrique afférente à l'éprouvette B_2 refroidie à 3° : mn à compter d'une température supérieure au point de ramollissement dilatométrique (courbe précédemment décrite).
2. Courbe de dilatation absolue du Molybdène.
3. Courbe de dilatation absolue du Verre A.119 recuit.
4. Courbe de dilatation absolue du Verre A.119 recuit, translatée suivant l'axe des allongements jusqu'à ce qu'elle coupe la courbe de dilatation du Molybdène à la température d'accrochage (T_A) de la courbe polarimétrique.
5. Courbe de dilatation différentielle : $-d$ = dilatation absolue du verre-dilatation absolue du métal (enregistrée directement ou obtenue à partir des courbes 2 et 3).
6. Courbe de contraction différentielle verre-métal entre 550° et 20° C. Cette courbe n'est autre que la courbe 5 translatée suivant l'axe des différences d'allongement jusqu'à ce qu'elle coupe l'axe des

températures à la température d'accrochage (T_A) de la courbe polarimétrique.

7. Courbe de contraction différentielle verre-métal entre 550° et 20° C, tracée à échelle telle que dans le domaine d'élasticité elle soit parallèle à la courbe polarimétrique [application de la relation $\delta = - BE_2\, \mathrm{d}K\, (a - a_0)$ précédemment établie].

Outre les remarques afférentes au domaine d'élasticité (en dessous de T_1), la comparaison de ces courbes expérimentales amène les conclusions suivantes :

a. la différence de marche maximum (contrainte maximum) en valeur absolue a lieu pour une température voisine de celle correspondant à la contraction différentielle maximum en valeur absolue (température à laquelle $\alpha_M = \alpha_V$);

b. la différence de marche maximum en valeur absolue ne correspond pas à celle donnée par la relation établie dans le domaine d'élasticité et appliquée de T_A à $T_{S'}$; elle lui est très inférieure;

c. la température de contrainte nulle ne correspond pas à la température de contraction différentielle nulle; elle lui est très supérieure;

d. la valeur de la différence de marche à l'ambiante (contrainte à l'ambiante) ne vérifie pas la relation

$$[\delta]_{T_A}^{T_a} = - BE_2 [\mathrm{d}]_{T_A}^{T_a} K (a - a_0),$$

elle est ici de signe contraire.

En résumé, la courbe polarimétrique complète ne peut pas être déduite quantitativement par simple proportionnalité de la courbe de contraction différentielle considérée à partir de la température d'accrochage.

41113. *Interprétation théorique. Phénomène de relaxation.* — Nous allons voir que l'hypothèse de déduction de la courbe polarimétrique de la courbe de contraction différentielle émise par certains auteurs [2, 10, 16], complétée par la théorie de la relaxation, permet d'expliquer les résultats expérimentaux précédents.

Nous savons que, dans le domaine de température au-dessus de la température inférieure de recuit T_1, toute contrainte est susceptible de relaxation, c'est-à-dire d'atténuation grâce à la plasticité partielle du verre. Les lois de la relaxation ont été étudiées par différents auteurs [17 et 18]. Mettre en équation ce phénomène [9] dans le cas des scellements verre-métal ne conduirait à aucune utilisation pratique pour différentes raisons : d'abord les lois de relaxation sont diverses, ensuite, dans ce domaine de température, les caractéristiques B et E du verre (*voir* Partie 1) varient probablement et sont mal connues, enfin la mesure même de la contraction différentielle est entachée de l'erreur due à la relaxation produite sous l'action de la poussée du ressort du dilatomètre.

Aussi, au point de vue interprétation pratique, nous ne retiendrons que les phénomènes élémentaires suivants : dans tout le domaine de transformation et de recuit (de T_{II} à T_1 pratiquement) à toute température la variation de contrainte (donc de différence de marche) de T à $T - \mathrm{d}t$, résulte :

a. d'une variation due à la variation de contraction différentielle verre-métal (accroissement ou diminution en valeur absolue suivant que $\alpha_V < \alpha_F$ ou $\alpha_V > \alpha_F$).

b. d'une variation due à la relaxation (diminution en valeur absolue) dont la vitesse à cette température T est proportionnelle à une puissance de la contrainte existante.

Ce double phénomène élémentaire se *somme* donc de la température d'accrochage à la température inférieure de recuit, ce qui fait qu'à la température T_1, la différence de marche mesurée (la contrainte) est inférieure à celle qu'indique la relation

$$[\delta]_{T_A}^{T_1} = - BE_2 [\mathrm{d}]_{T_A}^{T_1} K (a - a_0),$$

tandis qu'à partir de la température T_1 la liaison entre la différence de marche et la contraction différentielle est régie par les seules lois de la photoélasticimétrie :

$$[\delta]_{T_1}^{T} = - BE_2 [\mathrm{d}]_{T_1}^{T} K (a - a_0).$$

L'existence de ce phénomène de relaxation suffit donc à expliquer tous les résultats expérimentaux précédemment décrits :

— légère différence entre la température de différence de marche maximum (contrainte maximum) et la température de contraction différentielle maximum en valeurs absolues $\left[\left(\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}T}\right) = 0\right.$, n'a pas forcément lieu pour : $\left.\alpha_F = \alpha_M\right]$;

— valeur absolue de la contrainte maximum inférieure à celle indiquée par la loi de l'élasticité;

— déplacement du point de contrainte nulle : élévation par rapport au point de contraction différentielle nulle;

— valeur de la contrainte à l'ambiante très différente de celle que donnerait l'application brutale des lois de l'élasticité à la courbe de contraction différentielle.

4112. *Cas des métaux à coefficient de dilatation variable.* — On a l'habitude de considérer que des scellements dont le métal présente une courbe de dilatation absolue à pente variable ne sont réalisables qu'avec des verres dont le point de transformation est situé au voisinage inférieur de la température de transformation du métal. En pratique, nous avons constaté qu'il est possible d'utiliser des

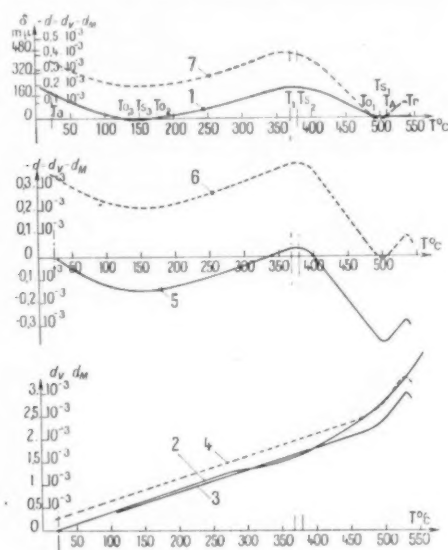


Fig. 34. — Scellement Dilver P.-Verre L, comparaison dilatométrie-polarimétrie.

1, Courbe polarimétrique éprouvette B_2, refroidissement 3° : mn.
2. » de dilatation absolue Dilver P.
3. » » » du Verre L recuit.
4. » » » du Verre L recuit translatée.
5. » » différentielle Dilver-P. Verre L recuit de 20° à 550°.
6. » de contraction différentielle Dilver P.-Verre L recuit de 550 à 20° (courbe 5 translatée).
7. » 6 tracée à l'échelle $\frac{\delta}{d} = -BE_2\,K\,(a - a_0)$ entre T_a et T_1.

verres dont la température de transformation est égale ou même supérieure à celle du métal; c'est, en particulier, le cas pour tous les verres soudables sur le Dilver P.

41121. *Enregistrement d'une courbe polarimétrique.* — Nous donnons (*fig.* 34, courbe 1) la courbe polarimétrique correspondant à un cas pratique.

L'enregistrement de cette courbe prête, d'une façon générale, aux mêmes définitions et remarques que dans le cas d'un métal à coefficient de dilatation constant :

a. existence d'une température d'accrochage T_A;

b. existence d'une température de différence de marche minimum T_{S_1} et d'une température de différence de marche maximum T_{S_2} dans le domaine de transformation (ces deux températures correspondent à des contraintes maxima en valeur absolue);

c. existence d'une température de contrainte nulle T_{01}, dans le domaine de transformation;

d. existence d'une température de contrainte minimum (T_{S_3}) dans le domaine en dessous de T (contrainte très peu différente de zéro dans le cas particulier);

e. existence de deux températures de contrainte nulle ($T_{02} - T_{03}$) dans le domaine en dessous de T (presque confondues dans le cas particulier).

41122. *Correspondance expérimentale entre la courbe polarimétrique et les courbes dilatométriques.* — La figure 35 donne les courbes expérimentales relatives au scellement Dilver P-Verre L, définies comme dans le cas du scellement Molybdène-Verre A.119 (§ 41112). Ces courbes donnent lieu à des remarques identiques dans leur principe.

41123. *Interprétation théorique. Phénomène de relaxation.* — Remarques analogues dans leur principe à celles faites au sujet du scellement Molybdène-Verre A.119 (§ 41113).

A remarquer que, dans le cas du scellement Molybdène-Verre A.119, *la relaxation se traduit par un déplacement des contraintes axiales à la température ambiante vers les compressions, tandis que dans le cas du scellement Dilver* P-Verre L, *elle se traduit par un déplacement vers les extensions.*

4113. *Comment varie la température d'accrochage.* — 41131. *Influence de la vitesse de refroidissement.* — Étant donnée l'existence du phénomène de relaxation si l'on refroidissait le scellement verre-métal à une vitesse voisine de 0° : mn, la résultante : apparition de contrainte par suite de contraction différentielle et relâchement par suite de relaxation, ne donnerait un résultat différent de zéro que dans la partie inférieure du domaine de transformation, le point d'accrochage tendrait donc vers la température inférieure de recuit T_1. Par contre, supposons qu'il soit possible de refroidir à une vitesse voisine de l'infini tout en maintenant l'isothermie, à ce moment la relaxation ne pourrait se produire et le point d'accrochage serait confondu avec la température de départ (dans ce cas seul toute la courbe polarimétrique se déduirait de la courbe de contrac-

tion différentielle par les lois de la photoélasticimétrie).

Il est donc possible, quel que soit le couple verre-métal et la forme du scellement par action sur la vitesse de refroidissement, de faire varier la température d'accrochage dans tout le domaine de transformation.

En pratique, pour les éprouvettes type B_2 *et pour les vitesses de refroidissement de* 0,75 *à* 10° : mn, *on ne peut déplacer le point d'accrochage que dans un domaine de température relativement restreint, autour du point de ramollissement dilatométrique* T_R, refroidi à 0,75° : mn, éprouvette type B, formes B_2 et $B_{0.5}$.

41133. *Cas de l'identité : température d'accrochage-température de recuit.* — Nous avons vu qu'étant données les qualités des verres et les formes de pièces de verrerie utilisées normalement dans une fabrication de tubes électroniques, on pouvait adopter des vitesses de refroidissement industrielles de quelques degrés par minute (de 3 à 15° : mn suivant l'épaisseur).

Dans ces conditions de refroidissement, on a constaté sur de nombreux essais conduits sur des

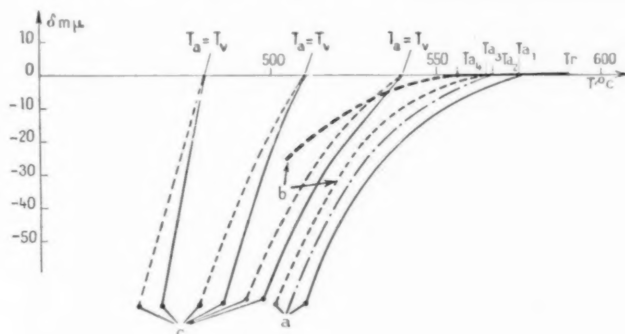


Fig. 35. — Scellement Molybdène-Verre L. 621, variations de la température d'accrochage.

Éprouvette B_2 : ——— Refroidissement, 10° : mn; -·—·—·— Refroidissement, 3° : mn; - - - - - Refroidissement, 0,75° : mn.

Éprouvette $B_{0,5}$: - - - - - Refroidissement, 0,75° : mn.

a. Influence de la vitesse de refroidissement sur la température d'accrochage.

b. Influence des facteurs propres au scellement (forme de l'éprouvette) sur la température d'accrochage.

c. Identité de la température d'accrochage et de la température de recuit.

La figure 35 *a* montre le déplacement du point d'accrochage pour un scellement Molybdène-Verre L. éprouvette type B_2.

41132. *Influence des facteurs propres au scellement.* — Dans ces facteurs, ne retenons que la contraction différentielle verre-métal dans le voisinage de la température T_2 à laquelle on porte l'échantillon avant de commencer l'enregistrement de la courbe polarimétrique et la forme de l'échantillon. D'après les explications que nous avons données au paragraphe 41113 au sujet de la relaxation, on comprend que ces deux facteurs puissent déplacer le point d'accrochage. A intensité de relaxation égale, le point d'accrochage sera d'autant plus élevé que la contraction différentielle et la forme de l'éprouvette commanderont une variation *élastique* de la contrainte plus grande. La figure 35 *b* montre cette variation pour un scellement Molybdène-Verre L scellements de verres durs et de verres tendres sur métaux à coefficients de dilatation sensiblement constant ou variable et de formes diverses que pour des températures de départ T_r (températures de recuit) comprises entre la température inférieure de recuit T_1 et la température de ramollissement dilatométrique T_R du verre trempé (déterminées au dilatomètre différentiel sous une charge de 8 g : mm_2 sur des baguettes de diamètre 3 mm; vitesse de montée en température, 3° : mn) *la température d'accrochage se confondait avec la température de recuit.*

Ce résultat s'explique par le fait que le domaine de température de recuit pratique utilisé correspond à une viscosité plus faible que celle afférente à la température d'accrochage relative à ces différents cas.

La figure 35 *c* montre les résultats expérimentaux pour un scellement Molybdène-Verre L.

4114. *Définition d'une température de recuit optimum pratique pour les scellements verre-métal.* — On a, d'autre part, pu constater dans nos essais (§ 41133) que :

— toute température de recuit inférieure à T_S

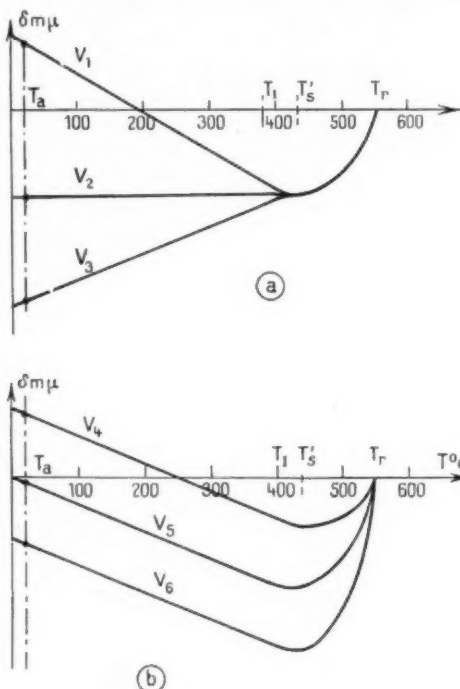


Fig. 36. — Scellement verre -métal à coefficient de dilatation constant (A.119-Molybdène).

Différentes formes de courbes polarimétriques sur éprouvettes B_2 suivent la courbe dilatométrique des verres.

(Pour simplifier les explications, les températures de recuit et les coefficients B et E_2 sont supposés identiques pour tous les verres.)

$$a.\ \begin{cases} \left[\alpha_m\right]_{T_{S'}\,M}^{T_r} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M = \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_2} = \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_3} \\ \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_1} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_2} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_3} \\ \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_2} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_M \end{cases}$$

$$b.\ \begin{cases} \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_4} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_5} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_6} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_M \\ \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_4} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_5} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_6} \end{cases}$$

conduisait à de longs temps de palier trop grands pour obtenir le relâchement des contraintes (temps supérieurs à 1 h 30 mn);

— toute température de recuit voisine de T_R provoquait des déformations de pièces par suite de la plasticité trop grande du verre à ces températures.

Il ne restait donc qu'à fixer la température optimum pratique de recuit dans ce domaine T_S, T_R. Il nous a paru intéressant, dans cette détermination de maintenir le temps de palier de 20 mn qui avait été choisi lors du recuit optimum du verre seul.

Dans ces conditions, un grand nombre d'essais conduits sur des assemblages de *métaux et verres couramment utilisés*, ont montré que la température de recuit pouvait être choisie égale à $T_S + \frac{1}{3}(T_R - T_S)$.

Avant de fixer définitivement le cycle de recuit optimum des scellements verre-métal, il reste à examiner comment varient les contraintes en fonction de différents facteurs.

412. Influence de la forme de la courbe dilatométrique des verres sur les contraintes. — Dans le facteur forme de la courbe dilatométrique sont à considérer :

— le coefficient de dilatation de T_a à T_1 (sensiblement constant);

— le coefficient de dilatation au-dessus de $T_{S'}$ (de $T_{S'}$ à T_R);

— la valeur de $T_{S'}$.

Nous savons qu'il existe des verres dits à *effet de structure* faible, c'est-à-dire pour lesquels le coefficient de dilatation dans le domaine au-dessous de T_1 n'est pas très inférieur à celui dans le domaine $T_{S'}$-T_R et des verres dits à *effet de structure* marqué, c'est-à-dire pour lesquels cette différence $\left[\alpha_m\right]_{T_{S'}}^{T_R} - \left[\alpha_m\right]_{T_a}^{T_1}$ est très grande.

4121. *Influence du coefficient de dilatation de T_a à T_1.* — Les figures 36 *a*, 37 *a* et *a'* donnent un schéma de l'influence de ce coefficient sur les contraintes, respectivement dans le cas de métaux à coefficient de dilatation sensiblement constant (Molybdène) et dans le cas de métaux à coefficient de dilatation variable (Dilver P). Ces courbes sont enregistrées sur éprouvette type B_2. A l'intérieur de chaque cas (*fig.* 36 *a*, 37 *a'* et *a'*) les verres sont supposés ne différer que par le coefficient $\left[\alpha_m\right]_{T_a}^{T_1}$.

Dans le domaine d'élasticité les figures ne font qu'exprimer les relations précédemment établies.

a. De la température T_1 à T_2 :

$$\begin{aligned}[\delta]_{T_1}^{T_2} &= -BE_2K(a - a_0)[d]_{T_1}^{T_2} \\ &= -BE_2K(a - a_0)\left[\left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_M - \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_V\right](T_2 - T_1)\end{aligned}$$

— à l'échauffement :

$$[\delta]_{T_1}^{T_2} < 0 \quad \text{si} \quad \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_M > \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_V$$
$$[\delta]_{T_1}^{T_2} > 0 \quad \text{si} \quad \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_M < \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_V$$

— au refroidissement :

$$[\delta]_{T_1}^{T_2} < 0 \quad \text{si} \quad \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_M < \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_V$$

$$[\delta]_{T_1}^{T_2} > 0 \quad \text{si} \quad \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_M > \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_V$$

— dans les deux cas :

$$[\delta]_{T_1}^{T_2} = 0 \quad \text{si} \quad \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_M = \left(\alpha_m{}_{T_1}^{T_2}\right)_V$$

b. A la température T :

$$\frac{d\delta}{dT} = -BE_2K(a-a_0)(\alpha_M - \alpha_V)$$

$$\frac{d\delta}{dT} > 0 \quad \text{si} \quad \alpha_M < \alpha_V$$

$$\frac{d\delta}{dT} < 0 \quad \text{si} \quad \alpha_M > \alpha_V$$

$$\frac{d\delta}{dT} = 0 \quad \text{si} \quad \alpha_M = \alpha_V$$

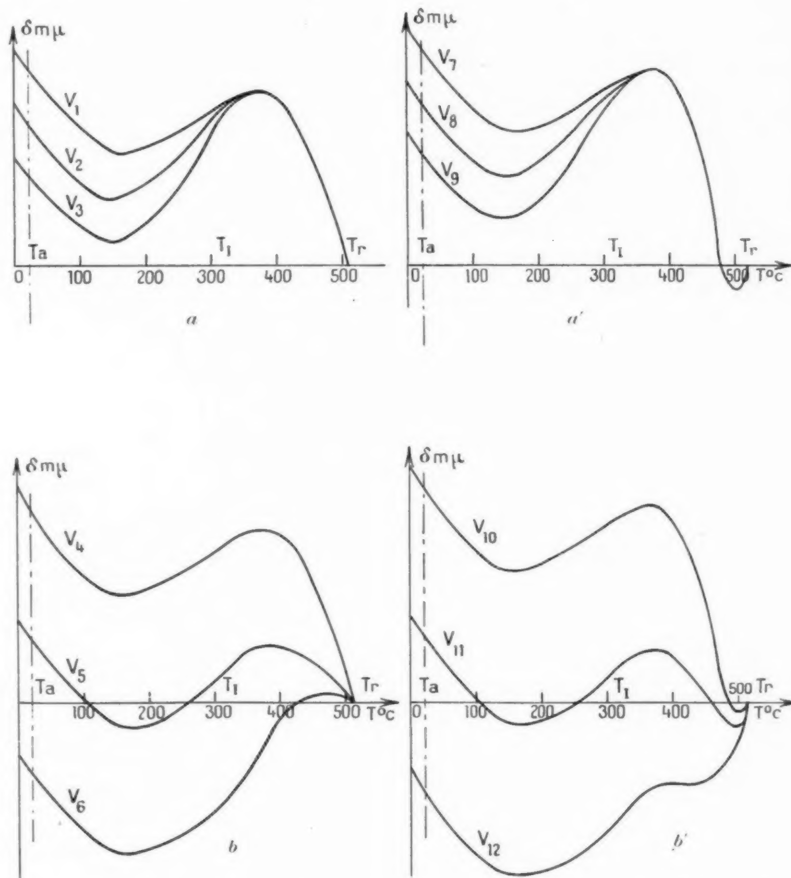


Fig. 37. — Scellement verre-métal à coefficient de dilatation vraiable (L-Dilver P).

Différentes formes de la courbe polarimétrique sur éprouvettes B_2 suivant la courbe dilatométrique des verres.

(Pour simplifier les explications, les températures de recuit et les coefficients B_0 et E_2 sont supposées identiques pour tous les verres.)

$$a. \begin{cases} \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_1} = \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_2} = \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_3} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M \\ \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_1} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_2} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_3} \\ \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_2} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_M \end{cases}$$

$$a'. \begin{cases} \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_7} = \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_8} = \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_9} \\ \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_7} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_8} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_9} \\ \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_8} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_M \end{cases}$$

$$b. \begin{cases} \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_4} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_5} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_6} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_M \\ \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_4} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_5} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_6} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M \end{cases}$$

$$b'. \begin{cases} \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_{10}} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_{11}} = \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_{V_{12}} < \left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_M \\ \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_{10}} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_{11}} < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_{V_{12}} \end{cases}$$

A remarquer sur ces figures l'évolution des contraintes à la température ambiante suivant celle de α_{mV} (déplacement de la courbe polarimétrique vers les extensions quand α_{mV} croît).

4122. *Influence du coefficient de dilatation au-dessus de $T_{S'}$.* — Les figures 36 *b*, 37 *b* et *b'* donnent un schéma de cette influence sur les contraintes, respectivement dans le cas de métaux à coefficient de dilatation sensiblement constant (Molybdène) et dans le cas de métaux à coefficient de dilatation variable (Dilver P). Ces courbes sont celles enregistrées sur éprouvette type B_2. A l'intérieur de chaque cas (*fig.* 36 *b*, 37 *b* et *b'*) les verres sont supposés ne différer que par leur coefficient $[\alpha_m]_{T_{S'}}^{T_R}$.

Nous savons que, dans ce domaine, au-dessus de $T_{S'}$, on ne peut pas appliquer quantitativement les relations de photoélasticimétrie, mais qu'elles sont cependant susceptibles de donner l'allure du phénomène.

Les figures expriment bien l'effet nuisible des verres dits à *effet de structure* marqué : déplacement notable des courbes polarimétriques vers les extensions quand $[\alpha_m]_{T_{S'}}^{T_R}$ croît.

A remarquer les variations de forme des courbes polarimétriques sur métaux à coefficient de dilatation variable quand la différence $(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_R})_V - (\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_R})_M$ change de sens.

4123. *Influence du point de transformation.* — Le nombre d'hypothèses à faire pour donner un schéma de cette influence est trop élevé et les conditions expérimentales correspondantes n'ont pu être réalisées. Une étude théorique a permis de voir que le résultat de la variation (déplacement de la courbe polarimétrique vers les extensions ou les compressions) était essentiellement fonction de la façon dont variait le point d'accrochage simultanément à la température $T_{S'}$, ses résultats non étayés par l'expérience ne peuvent servir que d'indication, aussi nous ne la décrirons pas.

4124. *Remarques.* — *a.* Nous tenons à préciser en résultats partiels des paragraphes précédents :

— que contrairement à l'opinion si souvent rencontrée, il ne suffit pas de trouver un couple verre-métal satisfaisant à la relation

$$(\alpha_m{}_{20}^{300})_V = \text{ ou } \neq (\alpha_m{}_{20}^{300})_M$$

pour réaliser un scellement sans contrainte et permettre son utilisation dans la construction des tubes électroniques (*fig.* 36 *a*, V_2; *fig.* 37 *a*, V_2; *fig.* 37 *a'*, V_8).

Il n'y a que dans le cas où les courbes de dilatation absolue du verre et du métal soudable coïncideraient dans tout le domaine $T_a T_r$ que l'on pourrait réaliser un scellement libre de contrainte à toute température (égalité de α_M et α_V à toute température);

— que dans le cas des scellements sur métal à coefficient de dilatation variable comme le Dilver P on ne peut passer d'une forme à l'autre de courbe polarimétrique (*fig.* 37 *a* et *b* à *fig.* 37 *a'* et *b'*) que par une augmentation de l'*effet de structure* du verre, la transition est marquée par

$$(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r})_V = (\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r})_M$$

b. Toute l'expérimentation destinée à la vérification de ces différents paragraphes n'a pu être conduite, le plus souvent, que de façon indirecte grâce à une accumulation d'essais étagés sur trois années. Il était évidemment impossible de faire fabriquer spécialement des verres répondant dans leurs caractéristiques aux constantes et variables dont nous avions besoin.

42. **Influence des variables du cycle de recuit sur les contraintes.**

421. Influence de la température de recuit sur les contraintes. — 4211. *Cas des métaux à coefficient de dilatation sensiblement constant.* — La figure 38 représente les résultats expérimentaux obtenus sur une éprouvette B_2 Molybdène-Verre A.119 pour laquelle les cycles de recuit ont été effectués à des températures de recuit variables, des temps de recuit égaux aux temps de relâchement des contraintes et des vitesses de refroidissement constantes de 3° : mn.

Nous ne donnerons ici que les conséquences susceptibles de faire l'objet d'une application pratique :

a. la valeur de la différence de marche maximum (contrainte maximum) décroît en valeur absolue quand la température de recuit décroît;

b. la température de contrainte nulle croît quand la température de recuit décroît;

c. la valeur de contrainte à l'ambiante croît en valeur algébrique quand la température de recuit décroît (on peut, pour certains verres, provoquer le passage de la compression à l'extension par une augmentation de la température de recuit).

En résumé, une diminution de la température de recuit se traduit par une translation de la courbe polarimétrique vers les compressions (translation légèrement altérée dans le domaine de transformation).

4212. *Cas des métaux à coefficient de dilatation variable.* — Les figures 39 *a* et 39 *b* représentent les résultats expérimentaux obtenus sur une éprouvette B_2 (noyau Dilver P) respectivement pour un verre à *faible effet de structure* et pour un verre à *effet de structure* marqué.

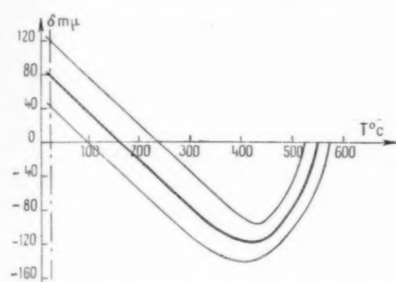


Fig. 38. — Scellement Molybdène-Verre A.119 (éprouvette B_2). Influence de la température de recuit sur les contraintes.

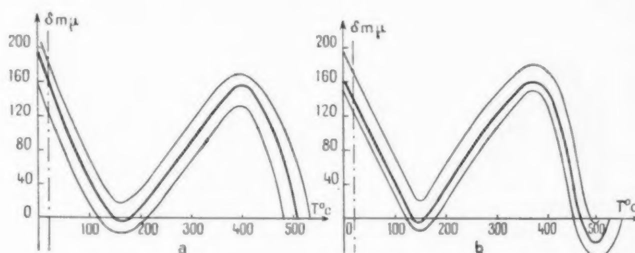


Fig. 39. — Scellement Dilver P-Verre type L. Influence de la température de recuit sur les contraintes : *a*. Verre à effet de structure peu marqué; *b*. Verre à effet de structure très marqué.

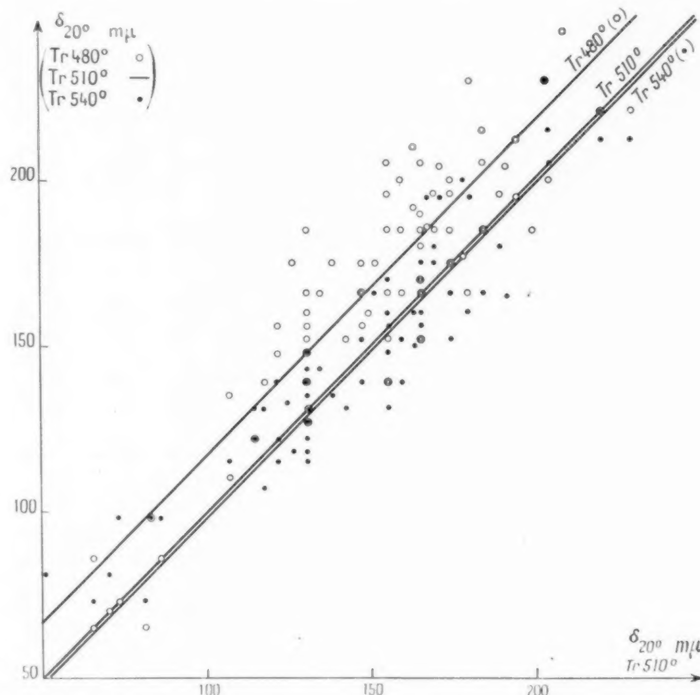


Fig. 40. — Scellement Dilver P-Verre L étalon (éprouvette B_2). Influence de la température de recuit sur les contraintes à la température ambiante (résultats statistiques sur 90 réceptions de Dilver P reconnu bon).

Dans le cas des verres *a* une diminution de la température de recuit se traduit par une translation de la courbe polarimétrique vers les extensions.

Dans le cas des verres *b* une diminution de la température de recuit se traduit par une translation de la courbe polarimétrique vers les compressions.

Dans le cas des verres pour lesquels $\alpha_r = \alpha_\mu$ dans tout le domaine $T_S - T_R$ un changement de la température de recuit ne modifierait pas la courbe polarimétrique.

Ces résultats différents (variations en sens contraires suivant l'intensité de l'effet de structure) expliquent que pour beaucoup de verres soudables sur Dilver P, l'effet de la modification de la tempé-

rature de recuit soit relativement faible sur les contraintes.

Il nous a été possible de vérifier les résultats expérimentaux décrits sur la figure 39 *b* par une méthode indirecte : lors du contrôle de réception des différentes coulées de Dilver P on mesure la valeur des contraintes à la température ambiante sur une éprouvette B_2 réalisée avec un verre étalon, recuite à trois températures différentes : 480, 510 et 540° et refroidie à raison de 3° : mn. On a représenté (*fig.* 40) la valeur des contraintes — pour les températures de recuit 480 et 540° en fonction de la valeur des contraintes pour la température de recuit 510° — relatives à 90 réceptions de Dilver P

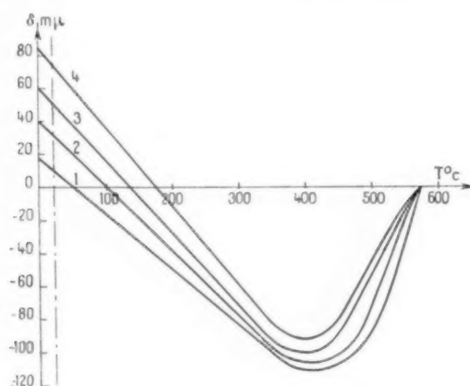


Fig. 41. — Scellement Molybdène-Verre A (éprouvette B_2). Influence de la vitesse de refroidissement sur les contraintes. 1. 10° : mn ; 2. 3° : mn ; 3. 1,5° : mn ; 4. 0,75° : mn.

reconnues bonnes pour utilisation. Les points figuratifs obtenus se groupent autour de deux droites dont les coefficients de corrélation sont très satisfaisants (0,90) et dont la pente est de 45°.

Cette représentation montre que, en *moyenne*, les courbes de dilatation absolue des différentes livraisons de Dilver P reconnues comme bonnes sont telles que :

a. $(\alpha_m{}_{T_0}^{T_R})$ verre étalon > α_m du Dilver P dans les mêmes limites de température;

b. sur l'éprouvette B_2 :

— une augmentation de la température de recuit de 30° par rapport à la température normale de recuit donne lieu à un déplacement des contraintes à la température ambiante de 2 mμ vers les extensions;

— une diminution de la température de recuit de 30° par rapport à la température normale de recuit donne lieu à un déplacement des contraintes à la température ambiante de 17 mμ vers les compressions.

(Déterminations obtenues en calculant les coordonnées des centres de gravité respectifs des deux groupes de points).

422. Influence de la durée du palier de recuit (t_r) sur les contraintes. — Différents essais ont montré que, pour une éprouvette B_2 recuite à une température assurant normalement le relâchement des contraintes dans une durée inférieure à 20 mn, la courbe polarimétrique restait identique à elle-même pour des durées de palier de recuit de 20 à 60 mn. Ce domaine de temps seul a été expérimenté parce qu'il correspond à des conditions de travail industrielles dans la fabrication des tubes électroniques.

423. Influence de la vitesse de refroidissement (v) sur les contraintes. — Nous avons examiné l'influence de la vitesse de refroidissement sur la température d'accrochage dans le paragraphe 4113. Nous nous proposons maintenant de déterminer son influence sur la forme de toute la courbe polarimétrique.

4231. *Cas des métaux à coefficient de dilatation sensiblement constant.* — La figure 41 exprime les résultats expérimentaux dans le cas du scellement Molybdène-Verre A.119, éprouvette B_2. La température de recuit et le palier de recuisson ont été maintenus identiques pour les quatre vitesses de refroidissement expérimentées (0,75; 1,50; 3 et 10° : mn).

On observe qu'une diminution de la vitesse de refroidissement se traduit par :

a. un déplacement général de la courbe polarimétrique vers les compressions;

b. une diminution apparente du coefficient de dilatation du verre dans le domaine de température au-dessous de T_1 (augmentation de la pente $\frac{d\delta}{dT}$ en valeur absolue).

On peut, par exemple, calculer la différence de dilatation apparente entre le verre refroidi à 3 et 0,75° : mn dans le domaine 20-300° par application des formules précédemment établies.

$$|\delta| = -BE_2K(a - a_0)[d],$$

$$\frac{d\delta}{dT} = -BE_2K(a - a_0)(\alpha_M - \alpha_V);$$

dans notre cas :

$$\left[\left(\frac{d\delta}{dT}\right)_{0°,75} - \left(\frac{d\delta}{dT}\right)_{3°}\right] = -BE_2K(a - a_0)[-(\alpha_V)_{0°,75} + (\alpha_V)_{3°}],$$

ce qui donne

$$(\alpha_{f})_{3^\circ} - (\alpha_{f})_{0^\circ,75} \# 0,4.10^{-7}$$

Nous tenons à préciser que ce résultat assez paradoxal a été vérifié par élimination successive de toutes les conditions expérimentales susceptibles de conduire à des indications douteuses.

4232. *Cas des métaux à coefficient de dilatation variable.* — L'expérimentation a été conduite comme dans le paragraphe 4151, la figure 42 en exprime les résultats.

Une diminution de la vitesse de refroidissement se traduit par :

a. un déplacement général de la courbe polarimétrique vers les extensions;

b. une diminution apparente du coefficient de dilatation du verre dans le domaine de température au-dessous de T_{f}.

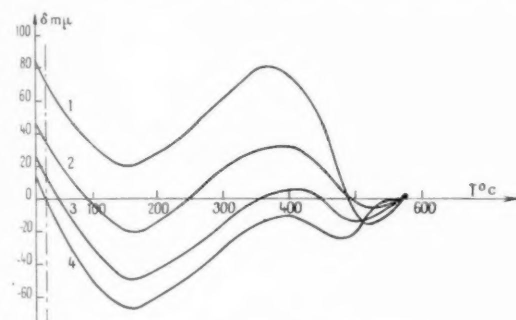


Fig. 42. — Scellement Dilver P-Verre L.
Influence de la vitesse sur refroidissement sur les contraintes.
1. 10° : mn; 2. 3° : mn; 3. 1,5° : mn; 4. 0,75° : mn.

Ces résultats (§ 4231 *b* et 4232 *b*) peuvent s'expliquer si l'on admet l'existence pour le verre des deux phases α et β, l'une stable à basse température, l'autre stable à haute température. Lors du refroidissement à vitesse lente, la transformation β → α se produit dans un pourcentage important et conduit à un verre dont le coefficient de dilatation tend vers celui de la phase α.

Lors du refroidissement rapide, la transformation β → α se produit dans un pourcentage faible et conduit à un verre dont le coefficient de dilatation tend vers celui de la phase β. On vérifie donc une différence du coefficient de dilatation entre les phases α et β [4 et 5].

Pour la gamme des vitesses de refroidissement utilisées en pratique cette variation du coefficient de dilatation seule n'a pas un effet très important :

Dans le cas du verre A 119 soudable sur Molybdène

$$(\alpha_{f})_{3^\circ} - (\alpha_{f})_{0^\circ,75} \# 0,4.10^{-7}$$
$$(\alpha_{f})_{15^\circ} - (\alpha_{f})_{3^\circ} \# 0,5.10^{-7}$$

43. **Conclusions et fixation du cycle de recuit optimum des scellements verre-métal.**

Nous avons résumé, dans le tableau de la page 258, les effets des variables intrinsèques des matériaux et des variables du cycle de recuit dont l'importance a été montrée par les expérimentations précédentes.

L'existence de ces effets montre la nécessité d'effectuer, pour un couple verre-métal donné, un cycle de recuit toujours identique à lui-même quelle que soit la forme de la pièce traitée et ceci pour deux raisons :

a. il est nécessaire que sur les pièces fabriquées les variations de contrainte ne proviennent que des variations de propriétés intrinsèques des matériaux qui sont elles-mêmes à maintenir dans certaines limites par un contrôle approprié;

b. dans ce cas seul on peut établir une correspondance entre les contraintes développées sur les pièces réelles et la courbe polarimétrique enregistrée sur éprouvette standard type B (cet établissement fera l'objet de la troisième Partie de cette étude).

Nous sommes maintenant en mesure de terminer la fixation du cycle de recuit optimum :

— la température de recuit et le temps de palier seront conservés comme définis au paragraphe 4114;

— les vitesses de refroidissement choisies comme dans le cas du verre seul (§ 34) sont également susceptibles de donner satisfaction avec une marge de sécurité pour des assemblages dont les dimensions au scellement ne dépassent pas, en épaisseur, celles admises pour le verre seul.

En résumé : les cycles de recuit optima pratiques utilisés seront les suivants :

	(mm).	t_r (mn).	v.
Scellements Verres durs ($40.10^{-7} < \alpha_f < 55.10^{-7}$)	ép. < 3	20	(*)
	3 < ép. < 12	»	(**)
Scellements Verres tendres ($85.10^{-7} < \alpha_f < 110.10^{-7}$)	ép. < 2	»	(***)
	2 < ép. < 10	»	(****)

Nota. — $T_r = T_S + \frac{1}{3}(T_R - T_S)$.

(*) Chute libre des installations, 15° : mn maximum à partir de 550°.

(**) 3° : mn jusqu'à 300° puis chute libre des installations.

(***) Chute libre des installations, 15° : mn maximum à partir de 550°.

(****) 3° : mn jusqu'à 250° puis chute libre des installations.

Ces cycles ne diffèrent des cycles du verre seul que par la température de recuit. Comme en fabrication courante dans la majorité des cas, on ne traite que des pièces portant des scellements, *le cycle optimum pratique pour les scellements verre-métal sera également appliqué aux pièces de verrerie.*

Tableau récapitulatif des influences des variables intrinsèques des matériaux et des variables du cycle de recuit sur les courbes polarimétriques.

Éléments. Fixes.	Éléments. Variables.	Métaux soudables à coefficient de dilatation sensiblement constant.	Métaux soudables à coefficient de dilatation variable. $\left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M > \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_F$ (Verre à effet de structure faible).	Métaux soudables à coefficient de dilatation variable. $\left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_M < \left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_r}\right)_F$ (Verre à effet de structure fort).
Influence des variables intrinsèques des matériaux.				
Le cycle de recuit. Toutes les caractéristiques des matériaux, sauf	$\left(\alpha_m{}_{T_a}^{T_1}\right)_F$ croît	Déplacement vers les extensions		
	$\left(\alpha_m{}_{T_{S'}}^{T_3}\right)_F$ croît	Déplacement vers les extensions		
	$T_{S'}$	Déplacements suivant la variation de T_r avec $T_{S'}$		
Influence des variables du cycle de recuit.				
Toutes les caractéristiques des matériaux. Les éléments du cycle, sauf	T_r croît	Déplacement vers les extensions	Déplacement vers les compressions	Déplacement vers les extensions
	t_r	Pas d'effet pour 20 mn $< t_r <$ 60 mn		
	v croît	*a.* Déplacement vers les extensions; *b.* Diminution de $\lvert \delta_{T_a} - \delta_{T_1} \rvert$	*a.* Déplacement vers les compressions. *b.* Diminution de $\lvert \delta_{T_a} - \delta_{T_1} \rvert$	

BIBLIOGRAPHIE DE LA DEUXIÈME PARTIE.

[2] F. Violet et A. Danzin, *Le verre dans l'industrie radioélectrique* (*Annales de Radioélectricité*, janvier 1947).

[4] W. Klein, *Les bases physiques du recuit du verre* (*Bulletin de l'Institut du Verre*, mars 1946).

[5] J. Gillod, *Contribution à l'étude expérimentale des transformations structurales du verre. Nouvelle interprétation des courbes de dilatation et application à un recuit rationnel* (*Verres et réfractaires*, juin 1949).

[9] Poritzky, *Physics*, t. 15, 1934, p. 406.

[10] Danzin et Vallentin, articles non publiés.

[15] C. D. Redston et J. E. Stanworth, *The theoretical development of simplified annealing Schedules* (*Journal of the Society of glass technology*, février 1949).

[16] G. D. Redston et J. E. Stanworth, *Glass to metal seals* (*Journal of the Society of glass technology*, avril 1945).

[17] L. H. Adams et F. D. Williamson, *Annealing of glass* (*Journal Franklin*, Institute 190, 1920, p. 597-631).

[18] J. C. Maxwell, *Phil. Mag.*, (4), t. 34, 1868, p. 129).

DE LA CONCEPTION DES GÉNÉRATEURS H. F. A USAGE INDUSTRIEL ET DU DÉVELOPPEMENT DE LEUR UTILISATION EN FRANCE (1)

Par J. GIRARDEAU,

Directeur général
de la Société des Traitements électrolytiques et électrothermiques.

Sommaire. — *La conception des générateurs H. F. à usage industriel. Différences entre ceux-ci et les émetteurs de radiodiffusion. Tubes d'équipement, machines d'utilisation, recherches d'applications. Collaboration entre le constructeur et l'utilisateur. Développement du chauffage par pertes diélectriques. Industries des plastiques, du bois, du caoutchouc, du verre. Applications diverses. Développement du chauffage par induction. Brasage, soudage, trempe superficielle. Quelques réalisations françaises.* (C.D.U. 621.365.5 : 621.365.92.)

Summary. — *Design of radio frequency generators for industrial use. Differences with broadcast transmitters. Valves used. Final equipment research of applications. Cooperation between manufacturer and user. Dielectric-loss heating development. Plastics, wood, rubber, glass. Various applications. Induction heating developement. Brazing, welding, surface hardening. Details on some French designs.* (U.D.C.621.365.5 : 621.365.92.)

Bien que les possibilités du chauffage par induction et du chauffage par pertes diélectriques aient été connues depuis longtemps, c'est seulement après la dernière guerre que ces nouvelles applications des courants haute fréquence ont quitté le domaine des essais de laboratoire pour prendre véritablement un essor industriel.

1. La conception des générateurs haute fréquence à usage industriel.

Avant d'examiner le développement de cette industrie au bout de ces cinq années d'existence, il nous a paru indispensable de considérer tout d'abord les enseignements que l'expérience a permis de dégager en ce qui concerne les appareils eux-mêmes.

En effet, si la conception de ceux-ci était à l'origine sensiblement identique à celle des émetteurs de radiodiffusion, on peut affirmer aujourd'hui qu'il existe une technique particulière pour la conception et la construction des générateurs de haute fréquence industrielle.

1.1. Différence dans les buts a atteindre. — Un émetteur de radiodiffusion est fait pour rayonner sur une longueur d'ondes déterminée et l'encombrement de l'éther impose une très grande stabilité, ce qui exige la multiplication du nombre d'étages, le pilotage à quartz, etc. L'émission ayant généralement pour but de transmettre des sons, le filtrage doit être extrêmement soigné pour éviter les ronflements parasites.

Au contraire, dans les générateurs destinés aux traitements thermiques, le pourcentage d'harmoniques et le taux de ronflement peuvent être relativement élevés.

Nous pouvons donc mettre en œuvre un seul étage auto-oscillateur monté suivant la disposition

(1) Communication présentée au Congrès d'Électronique et de Radioélectricité, Paris, 16-21 janvier 1950.

classique Hartley, Colpitts, etc. et un organe de couplage, transformateur magnétique dans le cas de l'induction, transformateur genre Boucherot dans le cas du chauffage par pertes diélectriques.

Par suite de la présence de ces éléments de couplage et en particulier dans le cas du chauffage par pertes diélectriques, l'énergie réactive mise en jeu dans le primaire est sensiblement plus importante que dans le cas d'un émetteur ordinaire, sinon il se produirait un passage d'ondes avant l'arrivée à pleine charge du poste.

Cette valeur élevée des kilovoltampères du circuit oscillant impose même, dans certains cas, la réalisation de circuits à surtension élevée, analogues aux circuits à constantes réparties, utilisés pour les ondes ultra-courtes.

En ce qui concerne le filtrage, celui-ci peut être réduit à sa plus simple expression et même supprimé.

1.2. Différence dans les conditions d'emploi. — La conception d'un appareil doit nécessairement être étroitement liée à ses conditions d'emploi particulières. Or, celles-ci sont extrêmement différentes dans les deux cas :

a. Les locaux. — Les générateurs d'émission sont placés dans des locaux généralement construits à cet effet, où les conditions de propreté et d'aération ont été particulièrement étudiées.

En haute fréquence industrielle, les générateurs sont introduits dans les locaux existants, à proximité de leurs postes de travail et le plus souvent, ces locaux sont bien loin de présenter toutes les conditions requises.

Il n'est pas rare, dans certaines usines de moulage de matières plastiques ou de caoutchouc, de voir régner, en été, une température ambiante dépassant 50° C. Les fuites de vapeur des presses y sont constantes et les taux d'humidité très élevés.

Dans d'autres cas, le générateur doit fonctionner dans un nuage de poussière contenant des particules métalliques, et parfois dans un brouillard de sucre ou même de produits chimiques inflammables.

Ceci implique évidemment que les conditions d'isolement et de ventilation soient particulièrement étudiées. Il serait, en fait, infiniment souhaitable, si cela n'aboutissait pas à un prix de revient trop élevé, que les générateurs haute fréquence présentent toutes les caractéristiques d'un matériel tropicalisé.

b. Le personnel d'utilisation. — Si le matériel de radiodiffusion ou de télécommunication est toujours entre les mains de techniciens avertis, c'est bien rarement le cas des générateurs de haute fréquence industrielle.

Le personnel d'utilisation est loin d'être familiarisé avec la technique radio. Dans le cas du moulage de thermodurcissables, ce personnel est composé fréquemment de simples manœuvres; pour le soudage des thermoplastiques, par des ouvrières jusqu'alors familières des machines à coudre; et même dans l'industrie mécanique, s'il existe parfois un ingénieur ayant quelques connaissances radio qui effectue les réglages et les mises au point, la production est assurée par des ouvriers habitués jusqu'alors au fonctionnement de chalumeaux à acétylène ou de fours très robustes.

Le maniement des générateurs doit donc être quasi automatique et dépendre le moins possible de lecture d'appareils de mesure que ne savent pas lire, en général, les gens qui les utilisent quand ils prennent la peine de les regarder, ce qui est tout à fait exceptionnel ! Les possibilités de fausses manœuvres devront, par conséquent, être totalement éliminées.

1.3. Différence dans l'utilisation. — Alors qu'un émetteur ordinaire remplit une fonction toujours identique à elle-même, les générateurs industriels doivent se prêter à une très grande souplesse d'utilisation. Sauf cas exceptionnels, les séries ne sont pas suffisamment importantes en France pour qu'un générateur soit appelé à fonctionner plus de quelques heures sur une pièce unique; le plus souvent, il est appelé à traiter dans la même journée un assez grand nombre de pièces très diverses, aussi, doit-il être toujours *adapté* aux pièces à traiter.

Dans un récent article paru dans la revue *Mécanique*, M. Paul Partiot, dont la compétence en la matière est particulière puisqu'à l'aide de trois générateurs 100 kW il effectue la trempe à façon de pièces très variées, manifestait son étonnement et sa satisfaction de pouvoir injecter successivement avec un même générateur, quelques 100 kW dans une roue d'automotrice, quelques 60 à 70 kW dans un engrenage de motocyclette et 20 ou 30 kW dans un axe de piston de vélomoteur, tout ceci sans décrocher, c'est-à-dire en faisant osciller les triodes sans aucun réglage particulier autre que celui de la puissance appliquée (*fig.* 1) [1].

Il est nécessaire, pour obtenir ce résultat, de créer, dans le circuit d'utilisation, une intensité extrê-

[1] Cette photographie et les suivantes montrent des pièces traitées à l'aide des appareils de la Société des Traitements électrolytiques et électrothermiques (S. T. E. L.).

mement élevée permettant de travailler sur les impédances très variables des inducteurs.

A titre d'indication, le générateur 100 kW dont les performances viennent d'être citées, permet d'obtenir dans le circuit d'utilisation une intensité de 2 000 A.

1.4. Différence dans l'appréciation des éléments d'amortissement. — Les éléments d'amortissement des générateurs industriels diffèrent essentiellement des éléments d'amortissement des générateurs d'émission radio. En effet, ils sont inclus dans des fabrications dont le prix de revient est soumis à la concurrence. Ils deviennent un facteur de ce prix de revient, et leur coût d'exploitation est toujours comparé aux autres méthodes existantes.

Ce matériel doit donc être établi au meilleur prix, sans toutefois sacrifier aux conditions de robustesse et de facilité d'utilisation énoncées ci-dessus.

En conclusion, les points sur lesquels il convient d'insister sont les suivants :

Les générateurs de haute fréquence industrielle sont des appareils simples au point de vue conception électrique et radioélectrique, mais toute la difficulté est reportée sur le problème d'adaptation.

Ce problème d'adaptation est d'ailleurs plus difficile à résoudre que dans la radio ordinaire, étant données les variations de la charge à la sortie suivant la température du matériau et les variations consécutives de la fréquence à l'entrée.

Le fonctionnement doit être quasi automatique, les manœuvres se limitant autant que possible à la mise en route et à l'arrêt.

Enfin, et ce dernier point nous paraît le plus important, sous peine d'être en effet inutilisable dans l'industrie, le générateur de haute fréquence industrielle doit présenter toutes les caractéristiques d'une machine-outil simple, robuste et efficace. Il doit s'éloigner autant que possible d'un matériel de laboratoire aux performances parfois étonnantes, mais d'une utilisation délicate sinon impossible en exploitation courante et d'une sécurité de fonctionnement insuffisante.

Si l'idée d'économie doit toujours être présente à l'esprit de l'ingénieur d'études, on ne doit toutefois jamais lui sacrifier le coefficient de sécurité de l'ouvrage en exploitation. Seuls, des appareils parfaitement éprouvés, soumis à plusieurs mois d'une utilisation réellement industrielle, doivent être mis à la disposition des utilisateurs.

Les générateurs conçus ou réalisés sans respecter ces conditions risqueraient de donner lieu aux pires déboires lorsqu'ils seraient mis entre les mains des usagers et pourraient même faire disparaître la confiance que ceux-ci ont acquise dans la haute fréquence industrielle, à la suite des résultats obtenus ces dernières années.

1.5. Lampes d'équipement. — Les constructeurs de générateurs haute fréquence industrielle utilisent actuellement les mêmes lampes que celles qui équipent les générateurs de radiodiffusion, pour l'excellente raison qu'ils n'en ont pas d'autres à leur disposition.

Cependant, cette utilisation est en vérité une sorte de paradoxe, ces lampes ayant certaines qualités qui ne sont pas indispensables et ne possédant pas toujours celles qui sont souhaitables.



Fig. 1. — Possibilités d'un générateur français.

Les pièces présentées avec leurs inducteurs; une roue d'automotrice et un maneton de motocyclette sont chauffés successivement sans aucune modification de réglage (Ateliers Partiot, Rueil).

En effet, leurs caractéristiques sont souvent trop poussées pour un matériel dont les schémas ne font appel ni à des pentes élevées ni à des capacités inter-électrodes réduites.

Ces caractéristiques poussées se traduisent par une tendance à l'accrochage sur ondes parasites, fréquente dans les montages simples employés. Les lampes doivent pouvoir supporter des variations dans la tension de chauffage allant jusqu'à $\pm$ 10 % et des variations dans la dissipation anodique largement supérieures à celles admises communément en radiodiffusion.

Le poste est souvent amené à travailler à vide, d'où augmentation importante de tension grille et de courant grille. Le problème de la dissipation

grille qui joue peu en radio ordinaire prend, ici, une importance considérable.

Enfin, le prix de revient horaire doit être encore plus bas que pour la radiodiffusion.

Il est certain qu'il serait extrêmement souhaitable, sinon indispensable, pour développer l'emploi de la haute fréquence industrielle, que les constructeurs de lampes réalisent des lampes spéciales dont les caractéristiques soient moins poussées que celles des lampes modernes, mais qui répondent mieux aux desiderata qui viennent d'être exposés.

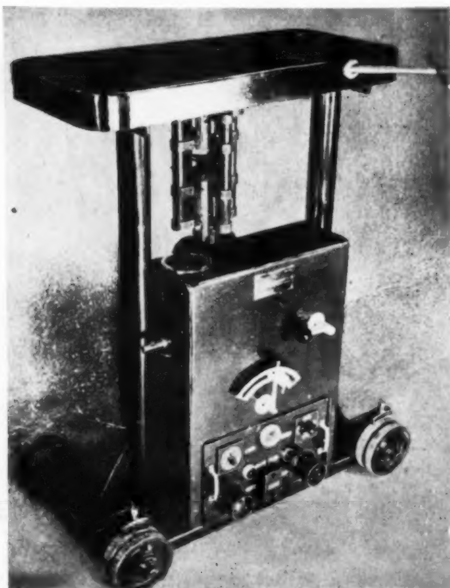


Fig. 2. — Machine type Bique à défilé vertical (Partiot, constructeur), permettant la trempe automatique avec défilement vertical de pièces telles que : arbres cannelés, axes cylindriques, tiges, règles, etc.

Enfin, en ce qui concerne les traitements par pertes diélectriques, donc en ondes courtes, des lampes de conception analogue à celle des resnatrons ou des magnétrons semblent devoir connaître un bel avenir dans le domaine des ondes métriques et peut-être même pour certaines applications, décamétriques.

1.6. Les machines d'utilisation. — Un générateur haute fréquence industrielle n'est qu'une source, ou plutôt qu'un transformateur d'énergie, tout comme un compresseur d'air et n'est pas une fin en lui-même; son emploi exige, dans la quasi-totalité des cas, la présence d'une machine d'utilisation.

Il serait désirable, dans tous les cas, de proposer à l'utilisateur un ensemble complet comprenant générateur et machine, car il est évident que, seuls, les possibilités et le coût de l'ensemble sont pris en considération pour l'achat du matériel.

Ce problème est bien connu des constructeurs et représente un de leurs principaux soucis, car si, dans certaines applications, tel le préchauffage des matières plastiques ou du caoutchouc ou le soudage des thermoplastiques, la machine est simple; dans d'autres cas, en particulier pour la trempe de pièces mécaniques au défilé, elle peut être extrêmement complexe.

Dans ces cas de machines simples, préchauffage ou soudage, les constructeurs fournissent toujours un ensemble complet.

Pour d'autres applications, qui leur paraissaient susceptibles d'un assez grand développement, ils ont souvent étudié une machine particulièrement adaptée.

Dans beaucoup d'autres cas, le constructeur ne peut agir qu'à titre de conseil pour que la machine réalisée par l'utilisateur soit bien adaptée au générateur qui lui est accouplé (*fig.* 2).

En effet, l'expérience des constructeurs radio dans la construction de machines mécaniques est évidemment relativement sommaire, et celle des utilisateurs, par exemple dans l'industrie mécanique ou automobile, est souvent beaucoup plus étendue.

Il existe dès maintenant en France, à la disposition des utilisateurs, toute une série de machines d'utilisation de postes de puissance élevée type 100 kW, destinées à la trempe superficielle de la plupart des pièces de l'industrie automobile et mécanique.

Ces machines simples et robustes d'une très grande souplesse d'utilisation sont utilisées depuis plusieurs années et sans cesse perfectionnées. Elles complètent très heureusement les générateurs et l'on peut ainsi affirmer que les constructeurs français réalisent des ensembles complets de traitement thermique haute fréquence qui n'ont rien à envier aux réalisations américaines. Elles présentent même des caractéristiques mieux adaptées aux besoins de l'industrie européenne.

1.7. Les recherches d'application. — Les applications de la haute fréquence sont multiples; nous verrons plus loin que, au bout de cinq années seulement d'utilisation, la haute fréquence a déjà trouvé une place importante dans de nombreuses industries, mais les réalisations actuelles sont loin de représenter toutes les possibilités de cette nouvelle technique. Il en est encore de nombreuses autres qui ont été très peu ou même pas du tout exploitées.

Le choix entre ces diverses applications représente un des problèmes les plus importants pour le constructeur qui ne peut pas se lancer à la fois dans toutes les directions, mais se trouve obligé de concentrer ses efforts dans quelques domaines particuliers.

Il est certain que le développement de la haute fréquence dans certaines industries dépend essentiellement de l'aide que les constructeurs ont trouvée auprès des utilisateurs. Il est indispensable que les deux parties collaborent très étroitement, autant pour bien poser le problème que pour le résoudre de façon satisfaisante.

Dans de nombreux cas, les constructeurs se heurtent à une inertie quasi totale, les utilisateurs ne veulent pas poser le problème dans tous ses détails par peur de révéler des secrets de fabrication; dans d'autres cas, ils n'admettent absolument pas de modifier en quoi que ce soit les méthodes utilisées depuis de longues années, et ils veulent que l'introduction du moyen nouveau que représente la haute fréquence s'intègre dans leurs fabrications sans modifier celles-ci en aucune façon.

L'expérience a montré que, dans ce cas, quels que soient les efforts du constructeur, il ne réussissait jamais à aboutir seul, et les machines proposées ne convenaient jamais aux utilisateurs qui n'avaient pas voulu apporter leur expérience et leurs conseils dans l'étude du problème à résoudre.

Au contraire, chaque fois qu'une collaboration a été très étroite, on est très rapidement arrivé à conclure, soit que l'emploi de la haute fréquence dans tel ou tel domaine ne présentait aucun intérêt, soit à obtenir des réalisations qui procuraient des améliorations considérables dans l'industrie intéressée.

2. Le développement de la haute fréquence industrielle en France.

Nous allons examiner maintenant très rapidement les différentes applications du chauffage haute fréquence qui se sont particulièrement développées en France ces dernières années.

Il est bien évident que chacune d'elles pourrait faire l'objet d'une communication particulière; notre but sera simplement de faire le point des réalisations effectives, sans examiner en détail les raisons qui ont motivé tel ou tel développement plutôt que tel autre.

Nous examinerons tout d'abord le développement du chauffage par pertes diélectriques.

2.1. Chauffage par pertes diélectriques. — *Préchauffage des matières plastiques.* — C'est intentionnellement que nous citons cette application en premier lieu, car ce fut, en effet, la première à connaître réellement un développement industriel dès l'après-guerre. Les avantages du préchauffage

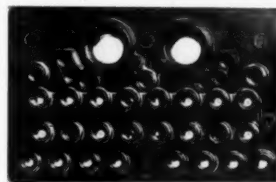


Fig. 3. — Pièce de distributeur. Poids 1380 g.
Temps de cuisson sans haute fréquence, 29 min.
Temps de cuisson avec haute fréquence, 10 min.



Fig. 4. — Chaîne de cinq générateurs de préchauffage (Établissements Baldon).



Fig. 5. — Générateur de préchauffage moderne.

avant moulage des matières plastiques thermodurcissables (phénoplastes ou aminoplastes) sont, en effet, fort nombreux (*fig.* 3, 4 et 5).

Rappelons brièvement, pour ce qui concerne *les avantages techniques*, que les pièces préchauffées acquièrent une amélioration considérable de leurs propriétés électriques (en fait, dans de nombreux cas, seul le préchauffage permet de répondre aux conditions des cahiers des charges pour les fournitures de pièces électriques ou radioélectriques), que la résistance mécanique est en moyenne doublée et l'amélioration du poli extérieur très notable.

Pour ce qui concerne *les avantages économiques*, le préchauffage conduit à une économie de matériel et de main-d'œuvre importante et, pour une même presse, à une augmentation de production d'environ 50 %.

Ces avantages ont fait que l'emploi de la haute fréquence s'est généralisé. Les constructeurs offrent, sur le marché, une gamme de générateurs de puissances allant de 200 W à 7 kW; la puissance la plus couramment utilisée varie entre 1 et 2,5 kW.

Signalons que, grâce à des récipients spéciaux à base de résines organo-siliciques, le préchauffage peut aussi bien être effectué sous forme de poudre que sous forme de pastilles.

A l'origine, les premiers générateurs mis en service ont donné lieu à certaines difficultés d'exploitation; les constructeurs avaient peu d'expérience dans la construction des appareils et avaient sous-estimé les difficultés à résoudre et les utilisateurs connaissaient mal l'emploi de ce matériel. Comme nous l'avons déjà indiqué, les conditions de fonctionnement des générateurs de préchauffage sont d'ailleurs particulièrement pénibles par suite de l'ambiance chaude et humide dans laquelle ils sont placés.

Les conditions d'isolement, de filtrage et de ventilation doivent être particulièrement étudiées, ainsi que la simplicité de fonctionnement puisque ces appareils sont destinés à être manipulés par des manœuvres, mais nous croyons maintenant que les constructeurs ont su profiter de l'expérience acquise sur les appareils en exploitation et que les générateurs modernes répondent bien aux conditions d'emploi.

On peut donc espérer que le développement du préchauffage haute fréquence, qui avait subi un certain ralentissement, prendra un nouvel essor grâce au matériel moderne maintenant à la disposition des utilisateurs.

En outre, le procédé du moulage par transfert fait son apparition en France. Ce procédé rend pratiquement obligatoire l'utilisation du préchauffage haute fréquence; il est destiné à supplanter le procédé habituel de la compression dans de nombreux cas et il y a là, sans nul doute, des possibilités d'avenir particulièrement intéressantes pour notre industrie.

Soudage de thermoplastiques. — Pour ne pas quitter le domaine des matières plastiques, nous examinerons maintenant le développement du soudage des matières thermoplastiques.

Celles-ci ont pris une place de plus en plus importante dans de nombreuses industries. Si leur emploi s'est notablement développé en France, les quelques chiffres suivants, montrant leur importance aux États-Unis, indiquent bien que ce développement est loin d'avoir atteint son plein essor.

Production du vinyl aux États-Unis (1).

1947	25 000 t
1948	36 000 t
1949	45 000 t (estimation)

On voit que la production a presque doublé entre 1947 et 1949. Ces chiffres sont la preuve d'un développement d'une rapidité véritablement extraordinaire qui, d'après les dernières informations, ne semble pas devoir se ralentir en 1950.

Les soudures haute fréquence sont propres, aussi solides que la matière elle-même; la transparence du joint reste aussi bonne qu'en pleine masse; elles éliminent la formation de bulles, le jaunissement ou l'odeur; enfin, le résultat est toujours uniforme pour toutes les pièces d'une même série. Le coût d'assemblage n'est pas supérieur à celui des autres moyens, à la condition toutefois que le générateur soit correctement utilisé.

Si l'on continue encore à coller ou à coudre ces matières, c'est que l'emploi de machines à coller ou de machines à coudre est plus familier aux utilisateurs que celui des générateurs haute fréquence. L'emploi de ceux-ci se développe toutefois très rapidement actuellement. Il existe déjà plusieurs entreprises possédant plus d'une dizaine de générateurs et nous connaissons tout au moins une d'entre elles qui en possède 25.

En ce qui concerne les appareils eux-mêmes, ils sont généralement du type à empreinte. On ne peut toutefois passer sous silence la réalisation d'un constructeur français qui a mis au point une machine à coudre électronique, comparable aux réalisations étrangères du même type (*fig.* 6). Néanmoins, en ce qui nous concerne, nous estimons que ces machines à coudre électroniques exigent des réglages très précis et sont d'un emploi très délicat. Nous leur préférons des machines à empreinte,

(1) Extrait de *Modern Plastics*.

plus simples et plus robustes, dont la production est au moins équivalente (*fig.* 7).

On peut effectuer avec celles-ci entre 500 et 1 000

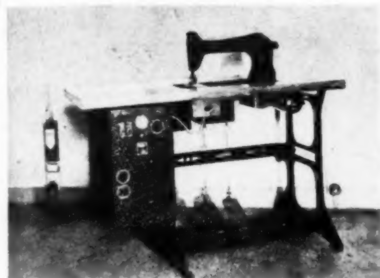


Fig. 6. — Machine à coudre électronique française (Sari).

soudures à l'heure, ce qui permet de réaliser par exemple un imperméable entre 10 et 15 min, une culotte pour bébé entre 4 et 6 min et un ballon en 10 min.

La longueur de soudure possible dépend évidemment de la puissance utilisée et de l'épaisseur du tissu. Pour des tissus courants, elle atteint 30 à 40 cm pour un 200 W, 1 m à 1,20 m pour un 750 W, plus de 4 m en soudure fermée pour un générateur 2,5 kW, ces chiffres étant donnés pour des largeurs de soudures normales comprises entre 1 et 2 mm. A noter que, pour la fabrication de vêtements, la longueur maximum de soudure en ligne

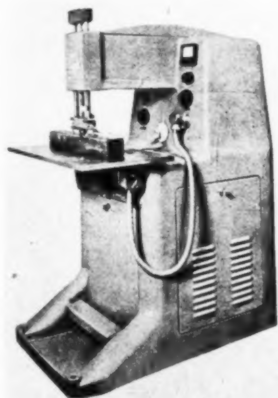


Fig. 7. — Générateur à empreinte 750 W.

droite dépasse rarement 30 cm pour des raisons de rapidité de mise en place des tissus.

La puissance des générateurs de soudure mis actuellement à la disposition de la clientèle française varie entre 50 W et 2,5 kW. La pression peut être appliquée soit à l'aide de ressort taré, soit à l'aide d'un dispositif électromagnétique, soit à l'aide d'une presse pneumatique. Quel que soit le système, la pression est toujours réglable, car elle doit varier suivant la nature et l'épaisseur des tissus à souder.

Nous ne nous étendrons pas plus longtemps sur les appareils eux-mêmes et examinerons le développement des applications.

On peut les classer en trois catégories qui sont : les vêtements, les objets gonflés et les emballages.



Fig. 8. — Imperméable entièrement soudé par haute fréquence.

— Les vêtements : tout le monde connaît maintenant les imperméables, bonnets de bain, articles de sport, ceintures, culottes pour bébés, tabliers, etc. en chlorure de vinyle (*fig.* 8). Ces articles sont exécutés dans des coloris très divers et ont pris une grande extension. Bien que, dans la majorité des cas ils soient encore cousus, la soudure haute fréquence s'impose rapidement pour les raisons que nous avons énumérées.

Ces articles sont, le plus souvent, exécutés dans différentes entreprises spécialisées, mais l'on commence à voir apparaître la couturière en chambre qui remplace sa machine à coudre par un générateur haute fréquence. Cette dernière clientèle exige évidemment des appareils très simples et très robustes.

— Les objets gonflés : ces objets tels que matelas de camping, bateaux pneumatiques, ballons et

jouets divers, ont pris une très grande extension aux États-Unis; ils présentent un intérêt particulier pour la haute fréquence puisqu'aucun autre moyen d'assemblage ne permet de les réaliser, leur étanchéité devant être absolue (*fig.* 9).

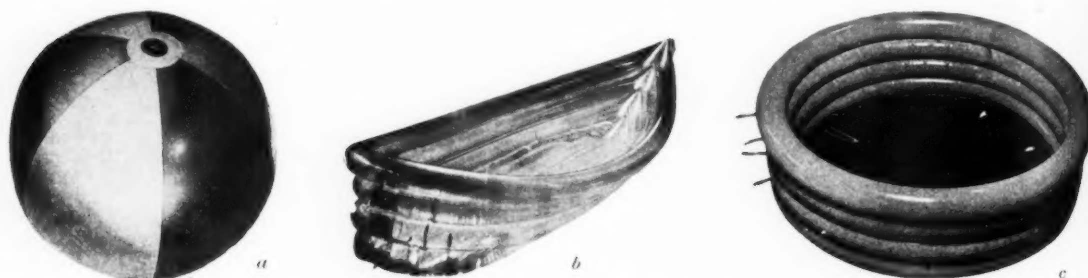


Fig. 9. — Quelques réalisations françaises d'objets soudés par haute fréquence (Bachmann).

Si la plupart de ceux que nous voyons en grande quantité sur nos plages proviennent des États-Unis, c'est que la fabrication en France de tissus parfaitement étanches n'a été réussie que depuis quelques mois seulement. Elle exige, en effet, des précautions tout à fait particulières. L'opération de calandrage doit être effectuée dans une salle de propreté chirurgicale, toute impureté ou défaut entraînant un point de fuite.



Fig. 10. — Emballage soudé par haute fréquence. Le tube en PVC est soudé après remplissage.

Ces tissus étant maintenant disponibles sur le marché, ainsi que les générateurs permettant de les souder, il est permis de penser que de très intéressantes réalisations, entièrement françaises, seront mises prochainement à la disposition de la clientèle.

— Les emballages : ceux-ci sont extrêmement variés puisqu'on peut classer, dans cette catégorie, les blagues à tabac, les emballages industriels allant de la housse de machine à écrire à celle de moteur d'avion, les emballages alimentaires et les emballages pharmaceutiques (*fig.* 10).

Si blagues à tabac, étuis de peignes, housses de machines à écrire, sont maintenant connus de tous, les autres applications sont plus récentes et méritent une attention particulière.

L'emballage de pièces industrielles de dimensions importantes pour stockage ou expédition outre-mer est maintenant possible grâce à l'existence de générateurs portatifs extrêmement robustes, conçus spé-



Fig. 11. — Soudage d'une housse de moteur d'avion (S.N.E.C.M.A.). La housse est fermée sur place à l'aide d'un générateur portatif 50 W.

cialement pour la soudure de housses sur de très grandes pièces. Cette méthode vient d'être adoptée par la S.N.E.C.M.A. et le Ministère de l'Air pour l'emballage de moteurs d'avions (*fig.* 11), on envisage de l'étendre à de nombreuses autres applications et même à des locomotives.

Cette application présente un intérêt particulier pour l'industrie radioélectrique dont les fabrications délicates et d'un prix élevé doivent être soigneusement protégées des risques d'oxydation. Elle est, dès maintenant, utilisée pour l'emballage de lampes dans une housse parfaitement étanche et envisagée pour l'expédition d'appareils d'émission.

Les emballages étanches présentent également un très gros intérêt dans les industries alimentaires et

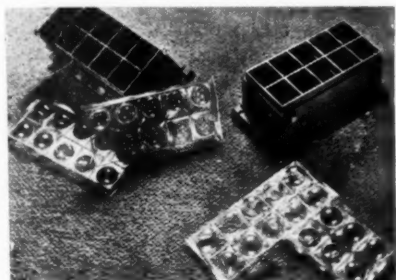


Fig. 12. — Emballages en acétate de cellulose soudés par haute fréquence avec les électrodes utilisées.

pharmaceutiques. De nombreuses réalisations sont à l'étude en ce domaine (*fig.* 12).

Nous estimons le nombre de générateurs de soudure actuellement en service en France à 150 environ. Le développement rapide de l'emploi des tissus en matières plastiques, la production de tissus parfaitement imperméables, l'existence d'une gamme complète de générateurs de soudure de 50 W à 2,5 kW, la mise au point de générateurs permettant de souder des matières à faibles pertes comme l'acétate de cellulose, doivent conduire à une augmentation considérable de ce chiffre dans un proche avenir.

L'industrie du bois. — La haute fréquence apporte, dans cette industrie, des solutions nouvelles pour les problèmes de séchage et de collage.

Si le séchage ne paraît rentable que dans des cas particuliers, telle la dessiccation des bois précieux, par exemple les bois de lutherie, le collage s'est, par contre, révélé extrêmement intéressant pour de nombreuses applications.

Les avantages reconnus en utilisant le collage haute fréquence sont les suivants :

— réduction considérable des temps d'immobilisation des presses et, par conséquent, accroissement du rendement;

— diminution des frais de main-d'œuvre et de la surface occupée dans les ateliers;

— amélioration de la qualité des collages en utilisant seulement des colles à chaud.

Les opérations généralement effectuées sont les suivantes :

— collage en forme de pièces lamellées et cintrées telles que quilles et membrures de bateaux, membrures d'avions, charpentes en arc, etc.;

— collage de panneaux moulés et parties de meubles tels que tonnelets d'emballage, garnitures de sièges, parties de panneaux, ébénisterie radio, etc.;

— assemblage d'éléments de construction : portes planes, parois de maisons pré-fabriquées, etc.;

— fabrication de panneaux contre-plaqués, assemblage des éléments de panneaux lattés, jointage des plaquages, collage de contre-plaqué épais, etc.

La haute fréquence est également utilisée avantageusement dans la fabrication des bois comprimés et des bois imprégnés.

L'emploi de la haute fréquence dans l'industrie du bois s'est beaucoup répandu aux États-Unis, en Angleterre et en Suède. Malgré l'exemple de ces réalisations étrangères et malgré les avantages ci-dessus énumérés, son emploi, en France, est encore limité. On peut cependant espérer que, grâce aux efforts du Centre technique des Industries du Bois et en particulier de son très actif Directeur, M. Collardet, qui a su montrer à ses adhérents, à l'aide de plusieurs conférences et expositions, l'intérêt qu'ils avaient à utiliser la haute fréquence, les industriels français suivront rapidement l'exemple de leurs collègues étrangers.

L'industrie du caoutchouc. — Les seules exploitations industrielles en France sont limitées au préchauffage avant moulage, suivant le même procédé que pour les matières plastiques thermodurcissables. D'excellents résultats ont été obtenus pour cette application.

A titre d'exemple, notons qu'à l'aide d'un générateur d'une puissance de 2,5 kW on préchauffe en 1,5 mn deux semelles et deux talons de bottes d'un poids total de 1 000 g, ce préchauffage permettant de doubler la production d'une batterie de deux presses (*fig.* 13).

Le coût du préchauffage haute fréquence pour une paire de bottes est de 10 f, alors que le prix de vente de la même paire de bottes est supérieur à 900 f.

Par ailleurs, des études sont actuellement en cours pour la vulcanisation du spongieux.

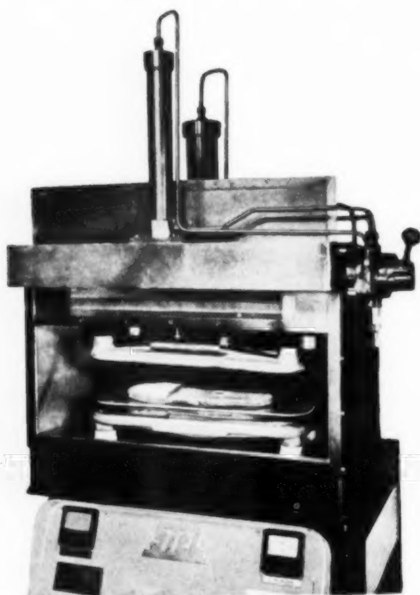


Fig. 13. — Générateur 2,5 kW avec presse automatique pour le préchauffage de semelles de bottes en caoutchouc.

Aux États-Unis, la haute fréquence connaît déjà, dans ce domaine, un très large développement. Nous avons eu l'occasion, il y a près de deux ans, de nous rendre à Akron et de visiter les installations de sociétés telles que Firestone, Goodyear et Goodrich. On peut dire sans exagération que celles-ci ont été enthousiasmées pour les possibilités nouvelles offertes par la haute fréquence. Elles disposent maintenant d'une puissance installée comprise entre 500 et 1 000 kW, soit en exploitation industrielle, soit en essais de caractère industriel.

Outre naturellement pour le préchauffage, elles utilisent couramment la haute fréquence pour la vulcanisation en continu du caoutchouc spongieux et la production de matelas en spongieux.

L'utilisation de la haute fréquence nécessitant de modifier la composition des mélanges et de mettre au point des moules spéciaux en matériaux diélectriques, ces sociétés n'ont pas hésité à constituer de véritables laboratoires de recherches spécialisés comprenant plusieurs ingénieurs et agents techniques destinés uniquement à l'étude de ces problèmes.

Dans la plupart des cas, les constructeurs ont simplement fourni le matériel et donné leurs conseils au point de vue utilisation. On ne peut, en effet, concevoir que pour des problèmes aussi complexes, les constructeurs puissent parvenir eux-mêmes à mettre au point des réalisations industrielles.

En ce qui concerne la vulcanisation des pneus, on admet généralement que la solution ne pourra être trouvée que par l'utilisation d'ondes très courtes, les moules en métal étant alors utilisés comme cavités résonnantes. La solution du problème est pour le moment subordonnée à la production de ces ondes avec des puissances suffisantes.

Il reste à souhaiter que, en France, les caoutchoutiers aient suffisamment foi en l'utilisation de la haute fréquence pour entreprendre des études comparables à celles effectuées aux États-Unis.

La réalisation de générateurs diélectriques de puissance élevée de l'ordre de 100 kW ne présente pas de difficultés particulières pour les constructeurs de matériel haute fréquence français.

L'industrie du verre. — L'application de la haute fréquence à l'industrie du verre a fait, en France, l'objet de très importants travaux. Les applications pour lesquelles des solutions industrielles sont intervenues sont les suivantes :

— Application à l'industrie des tubes électroniques pour la soudure étanche d'éléments de verre entre eux, dans le but de former les tubes dans lesquels des cathodes fragiles peuvent être détériorées par des résidus de combustion.

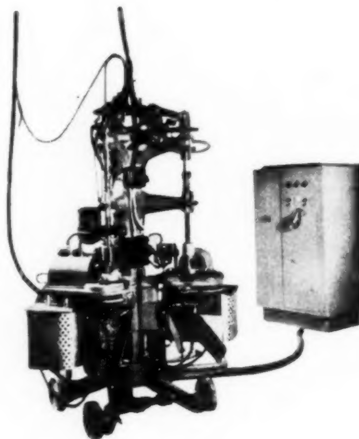


Fig. 14. — Machine à couper les gobelets par haute fréquence permettant de couper 8 500 gobelets en 24 h; la durée de coupe par gobelet est de 8 à 10 s (Union technique des verreries).

— Application à l'industrie de la gobeletterie et du verre creux en général : coupe à chaud des gobelets, soudage des jambes de verres à pied sur

les coupes, découpage de tubes en bagues par chocs thermiques, rebrûlage des rebords de gobelets coupés à froid (*fig.* 14).

Parmi les applications industrielles actuellement en cours d'études, nous pouvons signaler l'élaboration de verres spéciaux pour lesquels les considérations de qualité priment celles de prix de revient, des essais de soudure linéaire de deux pièces de verre, des essais de ramollissement interne de disques de verre avant pressage.

Il serait souhaitable, pour ces applications, de disposer de générateurs de fréquences très élevées de l'ordre de 300 à 500 Mc : s. Les constructeurs se préoccupent actuellement de la réalisation de ceux-ci.

Signalons qu'il existe dès maintenant des générateurs d'une puissance de 200 W avec une fréquence de 150 Mc : s, qui conviennent pour une grande partie des applications précédentes (*fig.* 15).

Applications diverses. — La rapide revue que nous venons de passer des applications du chauffage par pertes diélectriques laisse de côté un certain nombre de celles-ci, pour lesquelles les réalisations françaises tout au moins sont encore assez limitées.

Nous ne ferons que les énumérer :

Citons, pour l'*industrie textile*, la déshydratation de blocs de laine minérale, le séchage de bobines après teinture, l'encollage des fils et la fixation de torsion des fils de rayonne; cette dernière application, en particulier, a pris une extension assez importante aux États-Unis.

Pour les *industries alimentaires*, notons des essais industriels dans les domaines suivants :

— Préchauffage de pains de chocolat : des pains d'un poids de 30 kg ont été portés à la température de ramollissement au bout de quelques minutes.

— Cuisson des jambons : des essais très complets ont été effectués; nous ne pouvons en donner des résultats définitifs, indiquons simplement qu'un jambon est porté à une température de l'ordre de 70° en 3 min, à l'aide d'un générateur de 10 kW.

— Séchage de sucre au défilé.

Parmi les autres applications en cours d'études, citons la désinsectisation des farines, la décongélation et la cuisson des aliments.

En résumé, l'on voit par ce bref exposé qu'en dehors du préchauffage des matières plastiques et du soudage des thermoplastiques, l'emploi en France du chauffage par pertes diélectriques dans l'industrie est encore limité.

Néanmoins, les industriels intéressés commencent à concevoir l'intérêt que présente pour eux ce moyen nouveau. Ceux d'entre eux déjà équipés ont acquis une avance certaine sur leurs concurrents. Les résultats obtenus les ont satisfaits et, d'une façon générale, ils poursuivent activement les études entreprises.

Les années qui vont venir verront certainement cet intérêt croître rapidement. Les problèmes à résoudre sont d'ailleurs beaucoup plus des problèmes d'utilisation que de construction des générateurs. Les constructeurs français sont certainement à même de fournir les appareils qui conviennent, mais ils ne sauraient résoudre seuls les problèmes d'application dans des industries aussi diverses, aux techniques si complexes et si différentes.



Fig. 15. — Générateur 200 W de fréquence 150 Mc : s.

2.2. Chauffage par induction. — Dans le but de limiter notre exposé, nous considérerons seulement les générateurs à lampes dont la fréquence est de l'ordre de 450 à 1 000 kc : s et nous laisserons volontairement de côté les alternateurs dont la gamme de fréquence ne dépasse pas au maximum 20 000 c : s.

Nous ne nous étendrons pas non plus sur les avantages du chauffage par induction, mais nous rappellerons simplement les points suivants :

— Il permet de produire une concentration d'énergie calorifique très supérieure à celle obtenue par tout autre moyen. La densité de puissance atteint jusqu'à 12 000 W : cm², conduisant à des échauffements de 500 à 1 000° C : s.

— Il est le seul qui permette de contrôler très étroitement et de localiser avec une grande précision cette énergie calorifique.

— Il est, dans bien des cas, le seul procédé de chauffage utilisable, par exemple pour obtenir des trempes très superficielles.

La puissance unitaire des générateurs actuellement utilisés en France est nettement plus importante que pour le chauffage par pertes diélectriques, puisqu'au lieu de varier entre 50 et 7 kW elle

varie entre 2,5 et 100 kW, des générateurs plus puissants étant d'ailleurs en cours d'études.

Ceci explique que la puissance totale installée pour le chauffage par induction est estimée à environ 1 500 kW soit environ trois fois celle installée pour le chauffage par pertes diélectriques, alors que le nombre d'appareils en service est très inférieur.



Fig. 16. — Brasage d'outils de coupe avec générateur 20 kW (S.N.E.C.M.A.).



Fig. 17. — Outils brasés et leurs inducteurs.

Moins diverses que les applications du chauffage par pertes diélectriques, les applications du chauffage par induction sont cependant encore plus importantes.

Nous n'insisterons pas sur le chauffage en vue de forgeage, laminage, recuit ou revenu; ce chauffage est généralement profond, donc beaucoup plus du domaine des alternateurs que de celui des générateurs à lampes. Toutefois, les fréquences élevées permettent d'obtenir un recuit ou un revenu pelliculaire qui peut présenter un intérêt dans certains cas particuliers.

Nous ne parlerons pas non plus du dégazage des tubes à vide, application bien connue des radioélectriciens. Nous indiquerons cependant qu'il est remarquable que les générateurs en service pour cet usage fonctionnent presque toujours de façon satisfaisante, même si ces appareils donnent lieu, chez d'autres utilisateurs, à de nombreuses difficultés, ce qui montre bien que, suivant les compétences radioélectriques du personnel d'utilisation, les résultats peuvent être différents.

Brasage, soudage. — Les applications du brasage et du soudage par haute fréquence sont importantes et commencent à se développer; les avantages sont en effet certains :

— La puissance voulue est appliquée pendant le temps voulu, à l'endroit voulu.

— Le revêtement voisin du joint, la matière contenue dans les pièces à joindre, les parties adjacentes ne sont pas chauffées.

— L'oxydation et les déformations sont réduites au minimum.

— Des aciers spéciaux dont des carbures complexes risquant de précipiter à haute température, sont brasés en toute sécurité.

Si le besoin s'en fait sentir, l'opération peut d'ailleurs être conduite en atmosphère contrôlée ou sous vide.

— Tous les facteurs de traitement sont déterminés et contrôlés; les brasures ou soudures sont donc toutes de qualité et peuvent être exécutées par une main-d'œuvre non spécialisée.

— La rapidité de l'opération est importante, comme le montrent les résultats suivants :

Brasure d'outils : Les brasures effectuées sont des brasures au cuivre exécutées suivant les exigences des fabricants français d'outillage. Les outils sont des outils standard avec des pastilles en acier rapide ou au carbure de tungstène (*fig.* 16 et 17). Nous avons relevé les temps suivants (Tableau I) :

TABLEAU I.

Outils.	2.5 kW.	10 000 I.	20 000 I.
10/10	8 s (*)	8 s (*)	
16/16	20 s	10 (*)	8 s (*)
20/20	1 mn	12	8 (*)
25/25	1 mn 30 s	16	8 (*)
34/34		35	20
40/40		45	25
50/50			1 mn

(*) Pour éviter de brûler l'outil, le poste n'a pas été utilisé à sa puissance normale.

Brasure de couteaux : il s'agit de braser la virole d'une lame d'acier sur un manche en maillechort, le manche étant lui-même formé de deux coquilles préalablement soudées à l'argent. La brasure haute fréquence permet d'avoir un échauffement très localisé avec un alliage fondant à basse température.

Un générateur 2,5 kW permet de braser cinq couteaux simultanément dans un temps de l'ordre de 5 à 6 s.

Brasure au cuivre de pièces de machines à écrire ou de machines électro-comptables : l'emploi de la haute fréquence a permis de réaliser des brasures qui résistent à des torsions de plusieurs dizaines de kilos, sans qu'il soit nécessaire de redresser les pièces, ainsi qu'il serait inévitable par tout autre procédé.

Soudure de fond d'extincteur : la soudure d'un fond d'extincteur de diamètre 180, avec un générateur de 2,5 kW est effectuée en un temps de 20 s; la soudure d'un ajutage de laiton sur le même extincteur, de dimensions extérieures 39 × 30 est effectuée en 10 s avec le même générateur. On peut souder 15 ajutages à la fois.

Ces quelques exemples ne représentent qu'une faible partie des applications du brasage ou soudage par haute fréquence. De nombreuses utilisations ont été mises au point et les résultats ont presque toujours été très satisfaisants.

Trempe superficielle. — C'est là de beaucoup la plus importante des applications du chauffage par induction.

Outre les avantages précédemment énumérés, la propriété qu'ont les courants induits de fréquence élevée de se localiser à la surface des pièces traitées dans une couche d'une épaisseur d'une fraction de millimètre, permet d'effectuer un chauffage uniquement superficiel, d'où un durcissement également superficiel après trempe. La rapidité de chauffe élimine l'oxydation et la déformation et présente, en outre, l'avantage de ne pas donner au métal le temps de se cristalliser à chaud, permettant ainsi d'obtenir une structure micrographique plus fine.

Enfin, la trempe superficielle ne détruisant pas l'effet du traitement thermique antérieurement appliqué à la masse de la pièce, on peut utiliser des aciers au carbone de bonne qualité à la place d'aciers spéciaux du type nickel-chrome.

Bien que la trempe superficielle concerne, le plus souvent, des pièces importantes nécessitant des générateurs de puissance élevée, il existe cependant un certain nombre d'applications pour lesquelles les puissances exigées sont moindres.

Citons quelques résultats intéressants :

— La trempe de limes hypodermiques s'effectue au défilé à raison de 17 mètres-minute avec un générateur 2,5 kW, ce qui conduit à une production de plusieurs millions de limes par mois, avec une qualité parfaite.

— La trempe de lames de scies à métaux d'une largeur de 15 mm et d'une longueur de 30 cm est effectuée à l'aide d'un générateur 2,5 kW en 6 s pour de l'acier ordinaire et en 16 s pour de l'acier rapide.

— La trempe de limes plates d'une longueur de 10 cm et de largeur 7 mm est effectuée au défilé en 4 s à l'aide du même générateur.

— La trempe de limes de toutes formes, d'une longueur de 20 cm, est effectuée au maximum en 30 s avec un générateur 20 kW, le temps nécessaire étant de 1 mn pour une longueur de 40 cm.

Ces trempes sont exécutées sans déformation et aucune retouche n'est faite après l'opération.

Engrenages. Pignons. Axes. Trempes intérieures : La trempe de la plupart des pièces pour l'industrie mécanique et pour l'industrie automobile exige généralement des puissances plus élevées.

L'intérêt de la trempe haute fréquence pour ces pièces est maintenant reconnu des fabricants. Il n'est pas aujourd'hui de constructeur d'automobiles qui n'utilise la haute fréquence, soit en faisant traiter des pièces à façon à l'extérieur, soit à l'aide de ses propres générateurs.

La variété des pièces traitées est considérable, ainsi qu'en témoigne l'énumération suivante :

— Engrenages et pignons : pignons de distribution, pignons baladeurs, pignons à chaîne, pignons de moteur, pignons de boîte de vitesses, couronne de démarreur, pignon de démarreur.

— Axes : axes de pompe à huile, axes de piston, axes de chenille, arbres à cames, arbres de transmission.

— Trempes intérieures : moyeux de roue, intérieurs de bielle, bagues de roulement, chemises en fonte.

— Divers : rotules de direction, cliquets de freins, parties de culbuteurs, vis de culbuteurs, dents de loup.

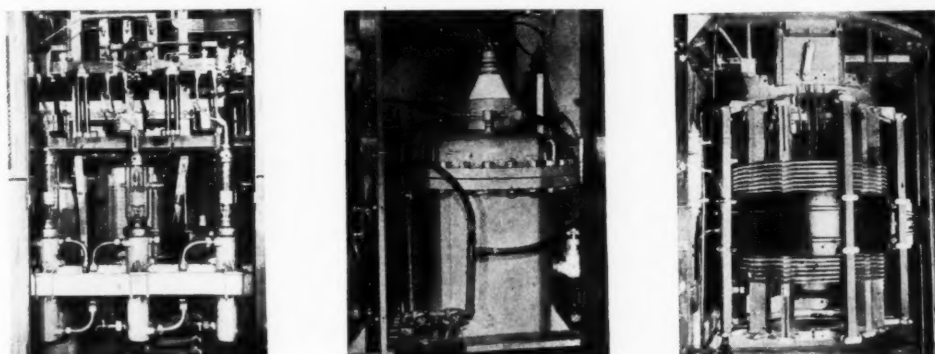
Huit générateurs de 100 kW et une dizaine de générateurs de 20 kW sont ainsi utilisés par l'industrie automobile et mécanique. Certains de ces générateurs ont maintenant plus de 9.000 h de fonctionnement industriel et ont permis de traiter plusieurs millions de pièces.

TABLEAU II.

	Mode de trempe.	Nature des pièces.	Diamètre (mm).	Épaisseur ou longueur (mm).	Puissance redressée (kW).	Production horaire.
Trempe au défilé horizontal Machine type Tortue (Partiot) Générateur 100 kW (Stel)	Trempe en défilement horizontal entre pointes	Axes à grosses têtes	40	500	80	30
		Piston de pompe	60	1 300	110	14
	Trempe générale instantanée	Pignons côniques	216	70	90	60
		»	80	30	90	110
	Pièce en rotation	Pignons droits	80	50	80	100
	Douche en couloir	Arbre à pignon	50	30	–	480
	Trempe indéfinie	Barres	20	6 m	75	100
	Pièce en rotation	Barres	30	6	80	60
	Rotules	–		–	–	–
	Cliquets	–	–	20 × 20	–	4 000
Trempe avec rotation Machine type Gyrin (Partiot) Générateur 100 kW (Stel)	Trempe générale instantanée	Couronnes	430	85	150	20
		Couronnes pleines	320	67	100	24
		» allégées	320	48	100	50
		» à toile	300	50	100	45
		Rochets	160	10	80	130
		Pignons de chaîne	75	5	50	275
	Pièces en rotation	Axes à grosses têtes	39	127	80	100
		»	39	275	–	80
		»	48	260	–	80
	Trempe au défilement circulaire Pièces en rotation sur elles-mêmes	Rotules	23		75	525
			40	–	75	390
		»	12	–	75	3 500

		Diamètre intérieur.	Diamètre extérieur.	Longueur (mm).	Profondeur de trempe (mm).	Production horaire.
Trempe au défilé vertical Machine type Bique (Partiot) Générateur 100 kW (Stel)	Axes acier à 0,42 C.	–	18	135	0,8-1,0	600
		–	22	148	0,7	1 000
		–	22	155	0,8-1,0	480
		–	25	210	0,8-1,0	300
		–	30	175	0,8-1,0	300
	Axes de piston	–	15	40	–	3 600
		–	22	60	–	1 800
		–	45	75	–	500
	Axes creux Acier mi-dur	13	16	49	0,8-1,0	2 400
		13	18	50	0,8-1,0	1 600
		17	20	70	0,7	2 000
		14	22	75	0,8-1,0	1 100
		18	25	76	0,8-1,0	1 320
		18	27	80	0,8-1,0	1 100
		31,5	50	115	0,8-1,0	300

Ces générateurs sont presque toujours accouplés à des machines permettant de réaliser les opérations suivantes : défilé vertical, défilé horizontal, rotation. tuées à l'aide d'alternateurs, les générateurs à lampes sont de plus en plus utilisés et leur emploi semble être la méthode de l'avenir.



a. cabine des tubes oscillateurs; *b*. condensateur du circuit oscillant; *c*. self du circuit oscillant.

Fig. 18. — Différentes parties d'un générateur 100 kW.

Les trois tableaux ci-contre faisant état de quelques résultats industriels montrent que les chiffres de production ainsi obtenus sont très élevés.

Vilebrequins. — La trempe de vilebrequins mérite une mention particulière. On peut estimer, en effet,

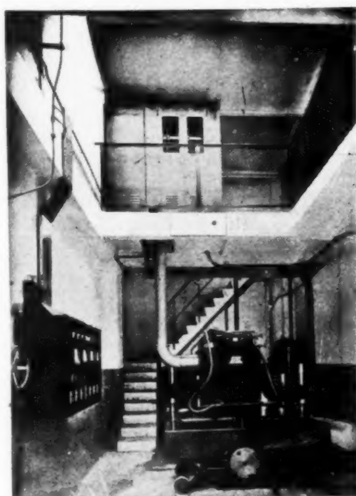


Fig. 19. — Générateur 100 kW et machine Gyrin (Ateliers Ernault, Batignolles).

maintenant que 80 % de vilebrequins de moteur Diésel sont trempés par haute fréquence.

Si la majorité de ces trempes sont encore effec-

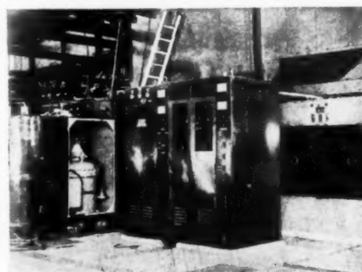


Fig. 20. — Meuble de lampes et chariot de trempe d'un ensemble 100 kW (Usines Peugeot, Sochaux).

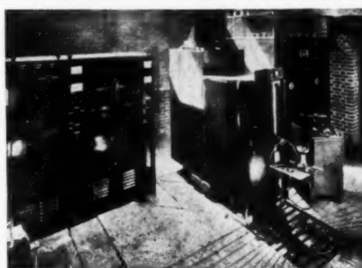


Fig. 21. — Générateur 100 kW (Ateliers Cazeneuve, Paris). *de gauche à droite :* meuble de lampes et contacteurs, chariot de trempe, redresseur.

Ils offrent en effet les avantages suivants :

— Nécessité d'une puissance moindre pour un même résultat, puisque l'épaisseur de peau est moindre.

— Plus grande facilité de construire les inducteurs et de corriger éventuellement leur cos Φ.

— Possibilité de découpler davantage les inducteurs pour éviter les claquages en gardant un rendement correct.

Enfin, les machines spéciales réalisées pour l'utilisation des générateurs à lampes n'obligent pas à faire tourner le vilebrequin, ce qui est un avantage considérable dans le cas de grosses pièces. Citons un exemple pratique :

Vilebrequins moteur Diesel : 4 cylindres. Poids, 60 kg :

5 portées : diamètre, 95 mm; longueur, 70 mm; temps de trempe, 45 s par portée.

4 manetons : diamètre, 70 mm; longueur, 50 mm; temps de trempe, 30 s par portée.

Production totale : 5 vilebrequins à l'heure.

Précisons enfin que des vilebrequins de gros moteurs Diesel de marine, d'un poids de 2 800 kg, ont été traités avec succès à l'aide des mêmes appareils.

Les installations (*fig.* 18 à 22). — Les installations de trempe haute fréquence dans l'industrie automobile sont de deux types :

Postes en chaîne : Les générateurs sont introduits dans les chaînes de fabrication, chaque générateur correspondant à une pièce à traiter. Dans certains cas, un dispositif à double poste de travail permet de tremper deux pièces simultanément.

Les générateurs peuvent être totalement indépendants les uns des autres ou avoir un transformateur et un redresseur d'alimentation communs.

Cette solution présente l'avantage d'éviter le transport des pièces et de choisir un appareil dont la puissance convient exactement à la pièce à traiter.

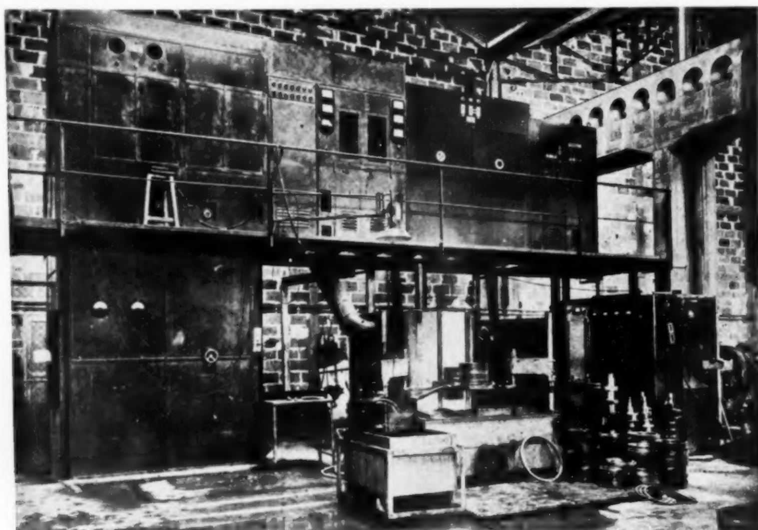


Fig. 22. — Vue de deux générateurs 100 kW et d'un générateur 20 kW, traitement d'une couronne de démarreur (Ateliers Partiot, Rueil).

L'inconvénient principal paraît être le fait que les cadences de production de la haute fréquence sont telles que, même dans des usines aux séries très importantes, un générateur ne saurait être utilisé que quelques heures par jour sur une même pièce.

Centrale thermique haute fréquence : Les pièces sont toutes traitées dans une même centrale thermique, équipée de générateurs de puissance suffisamment élevée pour traiter la gamme complète.

Les avantages de cette solution sont une utilisation permanente du matériel, une surveillance technique meilleure grâce à un personnel très spécialisé, enfin un nombre plus réduit d'appareils, d'où une économie importante.

Le choix entre ces deux solutions ne peut être effectué qu'après un examen approfondi.

Dans la plupart des installations réalisées, seul le chariot de trempe est à proximité immédiate des pièces à traiter, le meuble de lampes est souvent situé sur une passerelle au-dessus de celui-ci; le redresseur et le transformateur peuvent être soit situés sur cette même passerelle, soit dans tout lieu même éloigné dont on peut disposer.

Dans certains cas, chaque générateur peut être commuté sur plusieurs chariots de trempe. Cette commutation peut être manuelle s'il s'agit d'effectuer des opérations de trempe sur les chariots successivement, le changement de machine étant effectué sur un chariot pendant qu'on utilise l'autre, ou automatique et très rapide s'il s'agit d'effectuer les opérations de trempe simultanément, le chauffage s'effectuant sur un chariot, pendant le temps mort de la manutention et du douchage sur le chariot voisin.

En ce qui concerne les qualités exigées du matériel lui-même, il nous a semblé intéressant, pour conclure, de citer les propres paroles d'un utilisateur :

« On doit pouvoir reléguer le générateur sur une plateforme surélevée où personne ne monte jamais, si ce n'est pour des visites systématiques; s'il faut un ingénieur et des techniciens spécialement occupés à assurer la régularité de marche des générateurs, le prix de revient du traitement monte en flèche et le coefficient d'utilisation reste fâcheusement bas. Cette considération dicte le choix des constructeurs sur la qualité des matières à employer et sur les simplifications à rechercher; elle doit aussi dicter le choix des utilisateurs. Il faut la qualité d'abord. Un poste qui semble bon marché risque souvent d'être le plus cher. »

Ces vues sont tout à fait conformes à celles émises au début de cet exposé, et nous pensons, pour notre part, que *Robustesse et Simplicité* doit être la devise des constructeurs de générateurs haute fréquence.

Nous terminerons en précisant que tous les résultats indiqués dans cet exposé sont des résultats industriels obtenus dans des usines en exploitation. Nous avons volontairement éliminé tous résultats d'essais de laboratoire parfois très séduisants, mais impossible à reproduire en exploitation. Nous espérons donc avoir apporté la preuve que la haute fréquence industrielle n'est plus maintenant une technique qui reste l'apanage de chercheurs ou d'ingénieurs spécialisés, mais un moyen éprouvé d'améliorer la fabrication et de diminuer les prix de revient dans de nombreuses industries.

Il était d'ailleurs facile de prévoir que l'électronique, qui a maintenant une place si importante dans la vie de l'humanité, que ce soit dans les télécommunications, dans la navigation maritime ou aérienne, dans la radiodiffusion ou la télévision, ne resterait pas longtemps à l'écart des moyens de production.

Nous ne mésestimons pas cependant les difficultés et il n'est pas facile d'introduire dans l'industrie un moyen technique aussi nouveau. La méfiance envers toute nouveauté, l'inertie, la routine sont des obstacles difficiles à vaincre. Mais nous sommes persuadés que devant les réalisations déjà effectuées et devant la preuve qu'un générateur radio peut être utilisé aussi simplement qu'un tour ou qu'une fraiseuse, les industriels comprendront que le tube électronique qui équipe l'appareil de réception dans leur salon a maintenant un grand frère qui réclame sa place dans leur usine.

INFORMATIONS GÉNÉRALES

DISTINCTIONS HONORIFIQUES.

Légion d'honneur. — M. Robert Tabouis, Président Directeur général de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil a été promu au grade de Commandeur dans l'Ordre de la Légion d'honneur à la date du 15 mai 1950.

Médaille Blondel. — Le Comité André Blondel, au cours de sa réunion du 20 avril 1950, a décerné à l'unanimité la Médaille André Blondel 1950 à M. Henri Gutton, Directeur technique du Département de Recherches générales du Centre de Recherches techniques de la Compagnie générale de T. S. F. La distinction dont M. Gutton est l'objet consacre la haute valeur des travaux scientifiques et techniques qu'il a poursuivis dans le domaine radioélectrique depuis plus de vingt ans. Cette activité, qui fut, vers 1935, à l'origine de la détection électromagnétique et s'est exercée depuis dans le vaste domaine des hyperfréquences, a eu une importance primordiale pour le développement de la technique moderne. Les recherches poursuivies actuellement par M. Gutton et ses collaborateurs contribuent à maintenir notre Compagnie à un rang digne de la France dans la technique moderne.

CÉLÉBRATION DU CENTENAIRE DE HEAVISIDE

Au cours de la cérémonie organisée par The Institution of Electrical Engineers à Londres, le 18 mai 1950 pour commémorer le centenaire de la naissance du savant anglais Olivier Heaviside, le Dr Maurice Ponte, Directeur général adjoint de la Compagnie générale de T. S. F., a représenté la Société française des Électriciens, dont il est le Président pour l'année 1950 et la Société des Radioélectriciens. M. Ponte, dans l'allocution qu'il a prononcée, a rendu l'hommage de la science et de l'industrie françaises à la mémoire du grand savant.

136235-50. — Imp. Gauthier-Villars
55, quai des Grands-Augustins, Paris.
Dépôt légal, Imprimeur, 1950, n° 575

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER - VILLARS

55, Quai des Grands-Augustins, PARIS

138235

Le Gérant : O. BRIX.